

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR

M. R. SALVADOR BLOCH.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR L'ABSORPTION
MÉTALLIQUE DE LA LUMIÈRE ET LES PHÉNOMÈNES
OPTIQUES QUI S'Y RATTACHENT.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 20 novembre 1896, devant la Commission d'Examen.

MM. LIPPMANN, *Président.*

BOUTY, }
JOLY, } *Examineurs.*

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS ET FILS, IMPRIMEURS-LIBRAIRES
DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1896

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR

M. R. SALVADOR BLOCH.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR L'ABSORPTION
MÉTALLIQUE DE LA LUMIÈRE ET LES PHÉNOMÈNES
OPTIQUES QUI S'Y RATTACHENT.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 30 novembre 1896, devant la Commission d'Examen.

MM. LIPPMANN, *Président*.

BOUTY, }
JOLY, } *Examineurs*.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS ET FILS, IMPRIMEURS-LIBRAIRES
DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1896

ACADÉMIE DE PARIS.

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS.

MM.		
Doyen.....	DARBOUX, Professeur....	Géométrie supér.
	DE LACAZE-DUTHIERS..	Zoologie, Anatomie, Physiol. comparée.
	HERMITE.....	Algèbre supérieure.
	TROOST.....	Chimie.
	FRIEDEL.....	Chimie organique.
	TISSERAND.....	Astronomie.
	LIPPMANN.....	Physique.
	HAUTEFEUILLE.....	Minéralogie.
	BOUTY.....	Physique.
	APPELL.....	Mécanique rationn.
	DUCLAUX.....	Chimie biologique.
	BOUSSINESQ.....	Mécanique phys. et expérimentale.
Professeurs.....	PICARD.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	H. POINCARÉ.....	Calcul des probabi- lités, Physique ma- thématique.
	YVES DELAGE.....	Zoologie, Anatomie, Physiol. comparée.
	BONNIER.....	Botanique.
	DASTRE.....	Physiologie.
	DITTE.....	Chimie.
	MUNIER-CHALMAS.....	Géologie.
	GIARD.....	Évolution des êtres organisés.
	WOLF.....	Astronomie.
	CHATIN.....	Zoologie, Anatomie, Physiol. comparée.
Professeurs adjoints.....	JOLY.....	Chimie.
	PELLAT.....	Physique.
	KOENIGS.....	Cinématique.
	PAINLEVÉ.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
Secrétaire.....	FOUSSEREAU.	

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET FILS,

23679

Quai des Grands-Augustins, 55.

A

MON PÈRE.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

A

MONSIEUR HURION,

PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE CLERMONT.

PREMIÈRE THÈSE.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES

SUR

L'ABSORPTION MÉTALLIQUE

DE

LA LUMIÈRE

ET LES

PHÉNOMÈNES OPTIQUES QUI S'Y RATTACHENT.

INTRODUCTION.

Toutes les théories mécaniques, relatives à la propagation de la lumière dans les métaux ou à sa réflexion à leur surface, font intervenir deux coefficients qui définissent, au point de vue optique, le milieu absorbant : *l'indice de réfraction*, rapport de la vitesse de la lumière dans le métal à sa vitesse dans le vide, et *l'indice d'extinction*, qui mesure l'affaiblissement d'intensité d'une vibration lumineuse pour un trajet de longueur donnée dans le métal.

Ces deux coefficients permettraient la prévision de toutes les particularités présentées par la lumière réfléchie ou transmise par le métal et inversement, deux données expérimentales distinctes permettraient de calculer ces indices, si les relations qui les rattachent avec eux étaient bien établies.

C'est ainsi que Beer appliqua la théorie de Cauchy au calcul des indices de réfraction et d'extinction des métaux

en utilisant les *paramètres de réflexion* (incidence principale et azimut de polarisation rétablie sous cette incidence) fournis par les expériences de Jamin.

Mais ces résultats « ne sont en réalité que la conséquence d'une théorie plus ou moins discutable et ne peuvent être admis à titre définitif sans être contrôlés par des expériences directes » ⁽¹⁾.

Or la mesure directe des indices des métaux est entourée de difficultés telles qu'elle a paru longtemps impossible.

Les premiers et rares essais qui ont été tentés n'ont fourni tout d'abord que des résultats incertains et souvent contradictoires.

Ce n'est que depuis peu d'années qu'à la suite et sous la direction de Kundt les mesures se sont multipliées et précisées.

Mais les travaux de Kundt et de ses collaborateurs, MM. Rubens, du Bois, O. Wiener, Rathenau, D. Shea, sont pour la plupart relatifs à l'indice de réfraction; sa valeur expérimentale paraît en concordance très satisfaisante avec sa valeur théorique; pour l'indice d'extinction les résultats sont moins nombreux et moins concluants.

C'est que la mesure de l'indice d'extinction, plus encore que celle de l'indice de réfraction, est compliquée par les difficultés nombreuses inhérentes à ces sortes de déterminations.

Parmi ces difficultés j'indiquerai surtout celle-ci : les coefficients optiques d'un métal n'ont leur valeur définitive que pour une épaisseur supérieure à une certaine limite, l'épaisseur de la *couche de passage*; or, à cause de l'énorme pouvoir absorbant des métaux, des lames satisfaisant à cette condition sont très voisines de l'opacité.

C'est pour cette raison que j'ai utilisé, pour la mesure des indices d'absorption et pour la comparaison de leur

(1) MASCART, *Optique*, t. II, p. 546.

valeur avec les nombres théoriques, non plus des métaux, mais des solutions *optiquement métalliques*, dont le pouvoir extincteur est beaucoup moindre que celui des métaux, de sorte qu'elles sont transparentes sous des épaisseurs notablement supérieures à celle de la couche de passage.

Les corps à couleurs superficielles, les couleurs d'aniline en particulier, présentent, on le sait, pour les radiations qu'ils absorbent, des propriétés optiques en tous points semblables à celles des métaux : ils réfléchissent fortement ces radiations ; elles sont polarisées elliptiquement par réflexion sous les incidences obliques ; par réflexion sous l'incidence normale, elles subissent une modification de la phase différente de celle qu'on observe pour tous les corps vitreux ; de l'étude de ce dernier phénomène, M. Potier ⁽¹⁾ a conclu que le pouvoir extincteur de la fuchsine solide, pour les rayons verts, doit être du même ordre de grandeur que celui des métaux.

Je me suis servi de solutions de fuchsine, mais comme les dissolutions liquides, même au maximum de concentration, sont très éloignées encore de l'état métallique ⁽²⁾, j'ai utilisé des solutions incomparablement plus concentrées, constituées par des pellicules de collodion coloré.

Au premier abord, l'emploi de miroirs en collodion peut paraître étrange. Pour lever de suite les doutes à ce sujet je citerai seulement l'expérience suivante : si l'on évapore du collodion incolore sur une glace argentée, la pellicule de collodion présente, dans ces conditions, les couleurs des lames minces ; or, les plages de *même coloration* ont souvent des étendues de plusieurs centimètres carrés ; et pourtant la moindre rugosité de la surface, la moindre hétérogénéité dans la structure s'accuserait par une altération de la couleur.

(1) POTIER, *Comptes rendus*, t. CVIII ; 1889.

(2) Voir à ce sujet : BRILLOUIN, *Comptes rendus*, t. CXV.

Si l'on vient maintenant à teinter ce collodion avec de la fuchsine, l'évaporation donnera une pellicule colorée, dont l'aspect métallique rappelle l'or vert, bien réfléchissante sans *aucun travail de polissage*; la matière colorante est véritablement dissoute, car cette couche n'offre pas trace de cristallisation.

La suite de ce travail démontrera suffisamment, je l'espère, que ces pellicules peuvent être obtenues homogènes, d'épaisseur uniforme sur de larges étendues, et, de plus, optiquement identiques entre elles, quoique leur préparation ne va pas sans donner lieu à quelques incertitudes et souvent à des tâtonnements. Comme leur pouvoir extincteur peut être gradué à volonté et prendre toutes les valeurs comprises entre zéro et celles qui sont de l'ordre de grandeur des métaux, elles me paraissent d'un emploi plus commode que les métaux pour l'étude des phénomènes optiques qui se rattachent à l'absorption métallique.

Le Chapitre I de ce Mémoire est consacré à la mesure des épaisseurs.

Les mesures d'indices de réfraction font l'objet du Chapitre II.

Le Chapitre III est consacré à la mesure des indices d'extinction.

Enfin, dans le Chapitre IV, je compare les valeurs directement mesurées des indices d'extinction à leurs valeurs théoriques, c'est-à-dire déduites des paramètres de réflexion.

Ce travail a été fait au laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Clermont. Je prie M. Hurion d'en accepter l'hommage comme un faible témoignage de ma gratitude pour les conseils qu'il m'a donnés, pour l'obligeance et la libéralité avec lesquelles il a mis à ma disposition toutes les ressources de son laboratoire. Je dois à toutes les facilités, qu'il m'a si aimablement accordées,

d'avoir pu poursuivre un travail entrepris dans des conditions particulièrement décourageantes.

J'adresse aussi mes remerciements bien cordiaux à M. Faucher, préparateur de Physique au lycée de Clermont. Sa remarquable habileté m'a été d'un grand secours pour la construction des divers dispositifs décrits dans ce Mémoire; de plus, le développement de quelques-uns de mes appareils exigeait souvent l'assistance d'un aide. J'ai été d'autant plus touché et plus reconnaissant d'un concours spontanément offert, amicalement prodigué, que M. Faucher eût été parfaitement en droit, à son âge surtout, de se renfermer dans les travaux de son emploi.

CHAPITRE I.

MESURE DES ÉPAISSEURS.

Parmi les méthodes employées pour mesurer l'épaisseur de couches métalliques, la plus directe est celle des *pesées* : la lame de verre, sur laquelle est déposé l'enduit dont on veut déterminer l'épaisseur, est tarée, puis on note sa perte de poids quand on enlève la couche métallique; si l'on a mesuré la surface dénudée, cette perte de poids fournira l'épaisseur, à condition qu'on connaisse la densité de l'enduit ⁽¹⁾. Aussi cette méthode est-elle inapplicable aux pellicules de collodion coloré que j'ai employées.

D'ailleurs, la méthode des pesées a le grave inconvénient d'exiger l'emploi de couches d'une épaisseur rigoureusement uniforme sur une assez grande étendue, sans permettre, du reste, de vérifier si cette uniformité est réellement réalisée.

Pour cette raison les méthodes *optiques* sont préférées.

(1) Si toutefois, ce qui n'est pas certain, la densité d'une couche aussi mince peut être prise égale à celle de la même substance, en masse plus considérable.

rables, elles permettent de mesurer l'épaisseur en une région restreinte de la couche métallique, sur laquelle on sera simplement astreint à faire porter les mesures ultérieures, d'indice, de pouvoir absorbant, etc.

Une méthode optique a été appliquée pour la première fois par M. Fizeau ⁽¹⁾ à la mesure de l'épaisseur de couches d'argent : il dépose sur le miroir argenté un grain d'iode, puis il compte le nombre des anneaux qui, en lumière rouge, environnent l'endroit où le fragment d'iode a été déposé et où la transformation en iodure est complète. L'épaisseur de la couche d'argent est à celle de l'iodure dans le rapport

$$\frac{E_{Ag}}{E_{AgI}} \frac{d_{AgI}}{d_{Ag}},$$

où d_{Ag} et d_{AgI} désignent respectivement les densités de l'argent et de l'iodure d'argent, E_{Ag} et E_{AgI} les équivalents chimiques des mêmes corps.

Cette méthode a été appliquée par Quincke ⁽²⁾ d'une façon un peu différente en comparant la couleur de la couche d'iodure, après transformation complète, à celle des anneaux de Newton.

M. Wernicke ⁽³⁾ a rendu cette méthode plus précise en analysant au spectroscope la lumière réfléchie sous l'incidence normale par la lamelle d'iodure d'argent; le spectre est sillonné de franges dues à l'interférence des rayons réfléchis par les deux faces de la pellicule d'iodure. Si l'on appelle λ la longueur d'onde dans l'air correspondant à l'une des franges, E l'épaisseur de la couche d'iodure, on aura la relation

$$E = \frac{p}{n} \frac{\lambda}{2},$$

(¹) FIZEAU, *Comptes rendus*, t. LII, p. 274; 1861.

(²) QUINCKE, *Pogg. Ann.*, t. CXXIX, p. 178; 1866.

(³) WERNICKE, *Pogg. Ann., Ergbd.*, 8, p. 68; 1878.

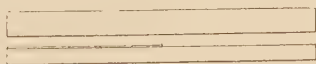
où p désigne un nombre entier, qui est obtenu en envisageant la place, dans le spectre, d'une autre frange, et n l'indice de l'iodure d'argent pour la couleur considérée. Comme on voit, cette méthode exige la connaissance de l'indice de réfraction de la couche mince; et, en effet, M. Wernicke (¹) a fait au préalable une étude de la dispersion de l'iodure d'argent (²).

La méthode employée par M. Otto Wiener (³) est encore une méthode d'analyse spectrale d'interférences, mais elle a le grand avantage de ne plus exiger d'étude préalable de dispersion; la lame mince productrice des interférences est, dans son procédé, une couche d'air.

C'est cette méthode que j'ai employée; mais les conditions particulières dans lesquelles je l'utilisais m'ont obligé à modifier le dispositif expérimental et les procédés de mesure, de sorte qu'il me faut entrer dans quelques détails à ce sujet.

Principe de la méthode. — La pellicule, dont il s'agit de mesurer l'épaisseur, adhère à une glace; on la coupe suivant une ligne bien nette, de manière à dénuder la glace à moitié. On dépose ensuite sur elle une autre glace (*fig. 1*). En recevant dans l'œil la lumière mono-

Fig. 1.



chromatique d'un brûleur à sodium, réfléchi par les glaces, on voit les franges d'interférence, dues à la mince couche d'air comprise entre elles, brusquement déplacées sur la ligne de coupure (*fig. 2*). Si la pellicule est

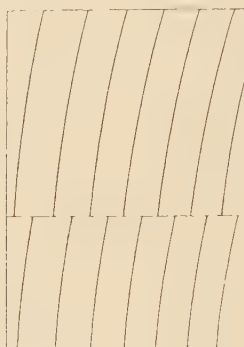
(¹) WERNICKE, *Ibid.*, p. 74.

(²) M. Fizeau prenait pour indice de l'iodure d'argent le nombre qui se déduit de l'incidence de polarisation complète.

(³) OTTO WIENER, *Wied. Ann.*, t. XXXI. p. 629; 1887.

vitreuse, c'est-à-dire si la réflexion à sa surface modifie la phase comme la réflexion sur le verre, le déplacement des franges est dû uniquement à la différence d'épaisseur

Fig. 2.



des deux couches d'air, différence qui est égale à l'épaisseur de la pellicule.

Je fixe les deux glaces l'une contre l'autre avec du mastic ou, ce qui est plus commode, avec des pinces à ressort ⁽¹⁾, de façon que les franges soient et restent sensiblement perpendiculaires à la ligne de coupure, puis j'installe les glaces devant un spectroscope, dont la fente, normale à la ligne de coupure, reçoit la lumière réfléchie par les glaces sous une incidence que j'appelle α ; nous avons alors dans le spectre deux systèmes de franges superposés et déplacés l'un par rapport à l'autre. Dans toute la suite de ce travail, j'appellerai, pour abréger, *franges du premier système* celles dues à la couche d'air la plus épaisse, c'est-à-dire limitée par le verre sur ses deux

(1) L'emploi de pinces en bois à ressort a l'avantage de supprimer les déplacements de franges résultant de la dilatation du mastic par l'effet des variations de température et, d'autre part, permet de modifier rapidement, s'il en est besoin (*voir* la note, p. 29), l'épaisseur d'air interposé entre les glaces.

faces, et *franges du deuxième système* celles produites par la couche d'air, limitée d'un côté par le verre, de l'autre par la lamelle à mesurer.

Supposons que la lumière analysée ait été réfléchiée sous l'angle d'incidence α , si j'appelle E l'épaisseur de la couche d'air comprise entre la glace supérieure et la lamelle, e l'épaisseur de la lamelle, $\lambda_n, \lambda_{n+1}, \lambda_{n+2}, \dots$ les longueurs d'onde des franges successives du premier système, $\lambda_m, \lambda_{m+1}, \lambda_{m+2}, \dots$ les longueurs d'onde du deuxième système, on a les relations

$$\begin{aligned} 2(E + e) \cos \alpha &= n \lambda_n = (n + 1) \lambda_{n+1} = (n + 2) \lambda_{n+2} = \dots \\ 2E \cos \alpha &= m \lambda_m = (m + 1) \lambda_{m+1} = (m + 2) \lambda_{m+2} = \dots \end{aligned}$$

n et m , par suite $n + 1, m + 1, \dots$, sont des nombres entiers que j'appellerai les *numéros d'ordre* des franges correspondantes.

Pour avoir e , nous sommes donc conduits à déterminer, pour une frange de chaque système, son numéro d'ordre et sa longueur d'onde.

Influence d'un changement de phase par réflexion métallique. — J'ai supposé la lamelle, dont il s'agit de mesurer l'épaisseur, vitreuse, c'est-à-dire que la réflexion, à sa surface, produit la même modification de phase que la réflexion sur le verre. Aucune des méthodes optiques ne serait applicable immédiatement si la lamelle est métallique; elles fourniraient, pour l'épaisseur, des nombres inexacts qui pourraient même être négatifs (¹). C'est qu'en effet la réflexion, à la surface d'un métal ou d'un corps métallique, introduit une altération de la phase différente de celle qu'on observe pour *tous* les corps transparents et qui, du reste, pour un même métal, peut être variable suivant la couleur.

(¹) Voir QUINCKE, *Pogg. Ann.*, t. CXLII, 1871, p. 192; et POTIER, *Comptes rendus*, t. LXXV; 1872.

Le procédé le plus simple pour mettre en évidence cette altération de la phase est celui appliqué par M. Wernicke ⁽¹⁾, puis plus tard par M. Potier ⁽²⁾. On recouvre à moitié une mince lame de verre du corps dont on veut étudier la réflexion; cette lame, éclairée normalement par l'autre face, est installée devant la fente d'un spectroscopie, dans lequel on observe les franges produites par l'interférence des rayons réfléchis sur les deux faces de la lame. Si l'enduit déposé sur la lame est transparent, les franges sont dans le prolongement l'une de l'autre ou sont exactement déplacées de la moitié de l'intervalle de deux franges, suivant que le verre a un indice supérieur ou inférieur à celui de la couche qui le recouvre. Mais, avec une couche d'argent, les deux systèmes de franges sont déplacés l'un par rapport à l'autre; le déplacement est sensiblement le même pour toutes les couleurs et correspond à une avance de $\frac{\lambda}{4}$ si l'on admet qu'il s'est effectué vers le violet ou à un retard de $\frac{3}{4}\lambda$ vers le rouge. Les expériences de M. Otto Wiener ⁽³⁾, paraissent avoir tranché la question : elles établissent que le déplacement correspond à un retard de $\frac{3}{4}\lambda$.

La lame de verre étant à moitié recouverte d'un enduit de fuchsine, obtenu par l'évaporation de quelques gouttes d'une solution alcoolique de cette substance, on constate que les franges sont en coïncidence dans le violet vers la raie G, mais en marchant vers le rouge, on a un écart croissant des deux systèmes de franges, qui atteint exactement le demi-intervalle de deux franges dans le rouge.

Voici les résultats de M. Potier :

Raies.	D.	E.	b.	F.	G.
$\frac{\delta}{\lambda}$	0,41	0,30	0,25	0,18	0

(1) WERNICKE, *Pogg. Ann.*, t. CLIX; 1876.

(2) POTIER, *Comptes rendus*, t. CVIII, p. 995; 1889.

(3) O. WIENER, *Wied. Ann.*, t. XXXI; 1887.

La fuchsine, qui absorbe énergiquement les radiations vertes, pour lesquelles elle a un coefficient d'extinction comparable à celui des métaux, est transparente pour les radiations rouges et violettes; elle se comporte aussi à l'égard de ces radiations comme un corps vitreux. Dans l'expérience qui vient d'être décrite, les bandes sont exactement déplacées d'une demi-longueur d'onde dans le rouge, ce qui indique que l'indice de la fuchsine pour le rouge est supérieur à celui du verre (crown) qui constitue la lamelle, mais son indice pour le violet est, par suite de la dispersion anormale de la fuchsine, plus petit que celui de la lamelle; les franges, comme l'expérience le démontre, doivent donc coïncider dans le violet.

Si la lamelle était constituée par une substance dont l'indice, même pour le rouge, serait supérieur à celui de la fuchsine, les franges devraient coïncider dans le rouge et dans le violet; c'est ce que M. Potier a vérifié en prenant une lamelle d'un flint très réfringent ($n = 1,96$); les franges coïncident dans le rouge et le violet, elles sont déplacées les unes par rapport aux autres dans la région intermédiaire; l'écart est maximum entre les raies D et E, il est redevenu nul au voisinage de C.

J'ai répété l'expérience de M. Potier avec des lamelles de mica, pour m'assurer que sous des incidences inférieures à 15° les franges restent en coïncidence dans le violet et restent déplacées exactement de $\frac{\lambda}{2}$ dans le rouge, soit qu'on polarise la lumière dans le plan d'incidence ou perpendiculairement, ces directions de polarisation étant d'ailleurs les directions principales de la lame de mica.

Les expériences que je viens de décrire montrent la nécessité, dans les mesures d'épaisseur des pellicules colorées dont il s'agit ici, de n'envisager, parmi les franges du deuxième système, que celles situées dans le rouge et dans le violet; dans les autres couleurs, la mesure risque-

rait d'être faussée par l'altération de phase qui accompagne la réflexion; et l'erreur n'est pas négligeable puisque, pour des couches solides de fuchsine, elle peut atteindre, dans le vert, $\frac{2}{3}$ de longueur d'onde, soit environ $340\text{m}\mu$.

Comme on va le voir par le détail de mes mesures, je me sers des franges du deuxième système placées dans le voisinage de la raie du lithium, c'est-à-dire dans une région du spectre où l'altération de phase ne se fait certainement plus sentir.

En procédant ainsi, j'ai le grand avantage de faire porter la mesure sur la pellicule elle-même, sans être obligé de lui faire subir, au préalable, une altération chimique pour la transformer en un corps vitreux et sans être forcé de rien admettre sur la valeur de sa densité.

APPAREIL ET RÉGLAGES.

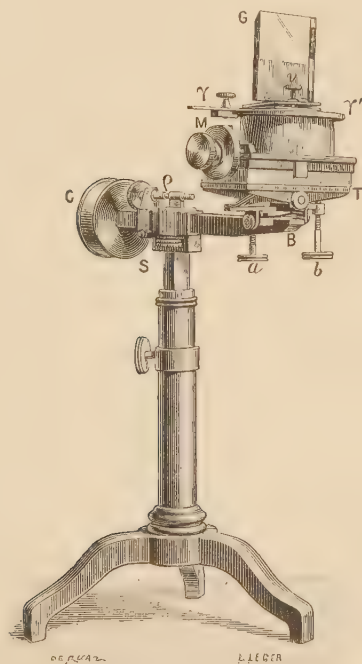
Appareil. — Le spectroscopie est un spectroscopie ordinaire à trois branches de Duboscq; j'ai enlevé l'oculaire et je l'ai remplacé par un excellent oculaire micrométrique provenant d'une lunette méridienne de Rigaud ⁽¹⁾; je l'ai installé sur un support à vis calantes, rendu nécessaire pour le réglage (*voir* plus loin); enfin, comme une lentille λ (*voir fig. 4*) doit être interposée entre la fente et les glaces, j'ai trouvé commode de l'adapter au spectroscopie en la faisant porter par le tuyau collimateur.

La double glace est installée devant la fente du spectroscopie, sur un support que j'ai fait construire et que je décris, car il me paraît approprié aux réglages et aux explorations qui doivent précéder la mesure; je l'ai employé dans les mesures d'épaisseur et dans toutes les autres mesures.

⁽¹⁾ Remplacé en 1894 par un oculaire Berthélemy, vérifié par comparaison avec l'oculaire Rigaud.

Une tablette T (*fig. 3*) est portée à l'extrémité d'un bras BC, en C un contrepoids l'équilibre; deux vis *a* et *b*, avec ressorts antagonistes, permettent de faire basculer la tablette dans deux directions perpendiculaires; le bras BC glisse dans un tube creux, de sorte que la tablette

Fig. 3.



peut être rapprochée ou éloignée du spectroscope; la vis de rappel ρ permet d'effectuer ce mouvement d'une manière lente; enfin, une vis micrométrique *S* permet, par un mouvement analogue à celui des microscopes, d'élever ou d'abaisser lentement le bras BC et la tablette. Sur la tablette T, j'ai solidement fixé la planche d'une petite

machine à diviser M; le chariot entraîné par la machine porte un cercle divisé $\gamma\gamma'$; l'alidade de ce cercle porte un petit support basculant par une vis ν ; c'est sur ce support que sont fixées à la cire molle les glaces G.

On voit que ces glaces, en outre du mouvement de rotation que leur donne l'alidade, peuvent être déplacées suivant trois directions rectangulaires : la vis S permet d'élever ou d'abaisser les glaces de manière que la ligne de coupure de la pellicule soit projetée au milieu de la fente par la lentille λ ; avec la vis ρ , éloignant ou rapprochant les glaces de la lentille λ , on met au point la pellicule sur la fente, ce qui fait apparaître dans le spectre, avec une extrême netteté, les franges et leur ligne d'interruption; la vis M permet d'explorer la pellicule en amenant successivement ses diverses parties à se projeter sur la fente.

Mise en place des appareils et réglage ⁽¹⁾. — Pour qu'on puisse relever, sur le cercle divisé, l'angle α fait par la normale à la pellicule avec l'axe du collimateur, il faut que le cercle divisé ait son axe perpendiculaire à celui du collimateur.

Pour réaliser cette condition, j'enlève le prisme du spectroscope et, visant directement la fente, j'amène son image à se trouver sur la croisée des fils du réticule ⁽²⁾, l'axe optique de la lunette coïncide alors avec celui du collimateur. En face de la lunette du spectroscope, j'installe un cathétomètre dont la lunette, grâce à son niveau, est rendue bien horizontale. Je dévisse la lentille du collimateur et, à travers la fente largement ouverte, je vise

(1) Je décris ce réglage en détail ici; dans le Chapitre III, où son exactitude a plus d'importance, nous retrouverons un réglage identique.

(2) L'oculaire micrométrique, en outre du fil mobile, a cinq fils verticaux fixes; j'appelle croisée des fils l'intersection du troisième fil avec le fil horizontal qui se trouve au milieu du champ.

avec la lunette du spectroscopie la croisée des fils du cathétomètre; en agissant sur les vis calantes qui portent le spectroscopie, j'amène les croisées des fils des deux lunettes à se recouvrir : l'axe du collimateur est alors horizontal; quand ce résultat est atteint, je fixe le spectroscopie en mastiquant à l'arcanson, contre la table, la massive caisse en bois qui le porte; les pointes des vis calantes posent dans des cavités creusées à la mèche dans le couvercle de la caisse; on coule encore de l'arcanson dans chacune de ces cavités. Pour que l'axe du cercle $\gamma\gamma'$ soit perpendiculaire au collimateur, il suffit, à présent, de le rendre vertical; pour cela, je fixe à la cire molle, sur le cercle, une lame de verre argenté; agissant sur la vis b du support, je la rends normale à la lunette du cathétomètre sur laquelle j'adapte un *oculaire nadiral*; la normalité sera obtenue quand l'image, par réflexion de la croisée des fils, coïncide avec elle; retournant ensuite le miroir de 180° , de manière que la réflexion se fasse sur l'autre face de l'argenture, et agissant, moitié sur la vis b , moitié sur la vis v , je rétablis la coïncidence et je la maintiens, soit que la réflexion se fasse sur l'une ou sur l'autre des faces du miroir; l'axe du cercle est alors amené dans un plan normal à la lunette du cathétomètre; reste, en agissant sur la vis a , à le faire osciller dans ce plan de manière à le rendre vertical. Pour cela, je transporte le cathétomètre et je l'installe de manière que sa lunette, vue du centre du cercle, fasse un angle d'environ 90° avec sa première position; après avoir rétabli l'horizontalité de sa lunette, je tourne la glace argentée sur le cercle et j'agis sur la vis a de façon à rendre le miroir normal à la nouvelle position de la lunette du cathétomètre; je m'assure que le réglage précédent n'a pas été dérangé en éclairant le réticule du spectroscopie, vu par réflexion dans le miroir; il doit rester en coïncidence avec celui du cathétomètre; s'il y a un léger dérèglement on le corrige en agissant sur la

vis *b*. Ce réglage du support terminé, on le fixe à son tour contre la table avec de l'arcanson.

Mise en place du théodolite. — Si, chaque fois qu'on veut faire une mesure d'épaisseur, il fallait ainsi, pour mettre les glaces en place, enlever le prisme du spectroscopé, puis la lentille du collimateur pour rendre les glaces normales à l'axe optique de la lunette, on aurait un réglage long qui risquerait fort de compromettre ceux faits antérieurement.

Ne pouvant laisser le cathétomètre installé en face du collimateur, pour en indiquer la direction, j'ai placé sur une console, fixée à l'une des colonnes du laboratoire, un théodolite : si, la lunette du théodolite étant horizontale, on a mesuré l'angle V que fait sa direction avec celle du collimateur, il suffira de rendre les glaces normales à la lunette du théodolite, puis de les tourner sur le cercle de l'angle V pour les rendre normales au spectroscopé.

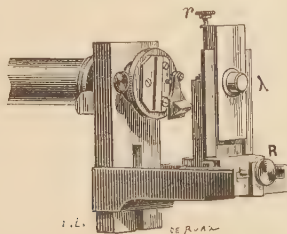
La mise en place du théodolite et la mesure de V se font très rapidement à la suite du réglage qui vient d'être décrit. Le cathétomètre étant enlevé, on dirige la lunette du théodolite sur la glace argentée, de manière qu'elle soit normale à la glace ; on s'en assure avec l'oculaire nadiral qu'on adapte sur cette lunette ; cette condition étant réalisée, on relève la position de l'alidade sur le cercle $\gamma\gamma'$, puis on fait tourner les glaces de manière à les rendre normales au collimateur, on s'en assure encore avec l'oculaire nadiral adapté, cette fois, sur la lunette du spectroscopé ⁽¹⁾ ; on relève la nouvelle position de l'alidade sur le cercle : l'angle dont on a tourné mesure V .

(¹) Comme on le voit, l'oculaire nadiral peut s'adapter sur les trois lunettes du spectroscopé, du cathétomètre, du théodolite ; pour cela le tuyau de l'oculaire s'engage, suivant le cas, dans l'un de trois manchons s'adaptant, chacun, sur l'une des trois lunettes ; la lentille de l'oculaire est à foyer assez long pour que, malgré la longueur du manchon, on puisse viser aux fils.

Pour être sûr que le théodolite ne se déplace pas, les pointes des vis calantes qui le portent posent dans de petites cavités creusées dans la console : on coule de l'arcançon dans ces cavités; on a soin de noter en outre la position de sa lunette sur ses deux cercles. On peut mesurer V à $4'$ près; ce qui démontre la fixité des diverses parties de l'appareil, c'est qu'après un emploi de plusieurs mois l'angle V n'a pas varié de cette quantité.

Centrage de la lentille de projection λ . — Les franges qu'il s'agit d'observer sont sensiblement localisées sur la lame mince d'air comprise entre les glaces; pour qu'en regardant dans le spectroscope on puisse les apercevoir, il est nécessaire qu'une lentille les projette sur la fente. J'ai déjà dit que cette lentille est portée par le tuyau collimateur, elle peut recevoir des mouvements qui permettent de l'éloigner ou de la rapprocher de la fente, si l'on veut modifier les conditions de la projection; qui permettent, d'autre part, de la centrer sur l'axe du collimateur : pour cela, cette lentille (*fig. 4*) est engagée dans

Fig. 4.



une monture en bois qui glisse de bas en haut dans une coulisse; ce mouvement est commandé par la vis r^1 ; l'ensemble de la monture et de la coulisse peut recevoir un déplacement latéral, grâce à une seconde coulisse horizontale; enfin une troisième coulisse, horizontale aussi

et perpendiculaire à la précédente, permet d'éloigner ou de rapprocher la lentille de la fente; la vis R commande ce dernier mouvement.

Pour la mise en place de cette lentille, le prisme et la lentille du collimateur étant toujours enlevés et la lunette visant toujours directement à la fente, on place devant son extrémité oculaire une source de lumière; il sort alors de la fente un petit faisceau rectangulaire et parallèle; on déplace la lentille λ de haut en bas et latéralement, de manière que ce petit faisceau tombe bien sur le milieu de la lentille. Ce résultat atteint, on coule un peu de cire molle dans la coulisse horizontale pour empêcher les déplacements ultérieurs.

Ces opérations terminées, on remet en place la lentille du collimateur et le prisme; je me suis assuré que ce dernier est bien perpendiculaire au plan des axes du collimateur et de la lunette, de sorte que le milieu de la fente correspond à la moitié de la hauteur du spectre.

Tout le réglage qui vient d'être décrit n'est à faire qu'une fois pour toutes lors de l'installation de l'appareil; il exige environ deux heures, mais le réglage qui devra précéder chaque mesure se réduit à une opération extrêmement rapide.

Réglage préalable à une mesure. — Après qu'on a serré l'une contre l'autre les deux glaces dont l'une est à demi recouverte par la pellicule à mesurer, on les fixe à la cire molle sur le cercle. En faisant tourner les glaces et en agissant sur la vis ν , on les rend normales à la lunette du théodolite, ce qu'on reconnaît avec l'oculaire nadiral adapté sur la lunette du théodolite. Dans tous ces réglages, la superposition du réticule à son image réfléchie se fait très rapidement, car l'oculaire nadiral est éclairé avec une lumière vive, la lumière oxhydrique, de sorte qu'on peut recevoir le faisceau sortant de la lunette et le faisceau réfléchi par les glaces sur un papier sur lequel on les super-

pose : l'image du réticule est alors toujours dans le champ ⁽¹⁾.

On note alors la position de l'alidade sur le cercle ; si l'on tourne à partir de cette position d'un angle $V + \alpha$; la normale à la lame mince fait un angle α avec le collimateur, et les franges sont produites sous l'incidence α .

DÉTAILS DE LA MESURE.

Opérations préalables : graduation en longueur d'onde du micromètre objectif et du micromètre oculaire. — Le micromètre objectif a été gradué en longueur d'onde par le procédé habituel en relevant la position des principales raies du spectre solaire et d'un certain nombre de raies artificielles (cadmium, lithium, thallium, etc.). Ces relevés ont servi ensuite au tracé d'une courbe de graduation.

Pour le micromètre oculaire, j'ai déterminé la variation de longueur d'onde qui correspond, dans les diverses régions du spectre, à un déplacement du fil mobile mesuré par une division du tambour de la vis. Cette opération a été faite dans toute l'étendue du spectre visible. Je la décris, par exemple, dans le rouge, où elle est surtout importante. La distance de la raie B ($\lambda = 686^{\mu\mu}, 7$) à la raie rouge du lithium ($\lambda = 670, 7$), est de 127 divisions du tambour ; en moyenne, un déplacement d'une division correspond donc à une variation de longueur d'onde $\frac{16^{\mu\mu}}{127} = 0^{\mu\mu}, 126$; la distance de la raie du lithium à la raie C ($\lambda = 656, 2$) est de 121 divisions ; la variation

(1) On a, en réalité, quatre images correspondant à chaque surface des deux glaces ; sur ces quatre images, deux sont très voisines, ce sont celles produites par les faces en contact des glaces ; c'est cette double image qu'on superpose au réticule. Cela n'a d'ailleurs pas d'importance avec le degré de précision qu'il est nécessaire d'apporter à la mesure de α et qui ne dépasse pas les 10'.

correspondant à une division est donc $\frac{14,5}{121} = 0^{\mu}, 120$. Au voisinage de la raie du lithium, région du spectre où se feront les mesures au micromètre oculaire, un déplacement d'une division du tambour correspond donc à une variation de longueur d'onde égale à $0^{\mu}, 123$.

Je prendrai comme *exemple* la mesure de la pellicule désignée par C dans la suite de ce travail (8 août 1893, soleil).

Mise en place des glaces.

Les glaces étant rendues normales au théodolite, la position de l'alidade sur le cercle est.....	94° 00'
Au cours de la mesure, les glaces réfléchissant la lumière incidente sur la fente, la position de l'alidade est.....	1° 40'
L'angle de la normale aux glaces avec le théodolite est.	92° 20'
Et comme l'angle V du théodolite avec le collimateur est.....	80° 44'
L'angle d'incidence α est donc.....	11° 36'

Mesure au micromètre objectif, détermination du numéro d'ordre des franges. — Pour déterminer le numéro d'ordre n d'une frange, j'opère selon le procédé habituel : le fil de l'oculaire micrométrique étant amené sur une frange du premier système située dans le rouge, je lis sa position sur le micromètre objectif, d'où son λ par la courbe de graduation ; je compte ensuite le nombre de franges comprises entre celle envisagée et une autre repérée de la même manière dans le violet.

Je continue à prendre comme exemple la mesure de la pellicule C.

La frange d'ordre n du premier système se trouve sur $\lambda_n = 684$, la 28^e après celle-ci se trouve sur $\lambda_{n+28} = 449,2$.

Pour déterminer n nous avons les équations

$$2(E + e) \cos \alpha = n.684 = (n + 28)449,2,$$

d'où

$$n = \frac{28 \times 449,2}{684 - 449,2} = 53 + \frac{1332}{2348}.$$

Ainsi, tandis qu'on devrait trouver pour n un nombre entier, la mesure donne, en réalité, un nombre entier accompagné d'un reste fractionnaire assez grand pour qu'on soit incertain si $n = 53$ ou 54 .

Cette incertitude apparaît comme inévitable si l'on remarque qu'il suffit d'une erreur de $2^{\mu\mu}, 5$ sur la différence $\lambda_n - \lambda_{n+28}$ pour l'occasionner, et cette erreur doit se produire, car une frange d'interférence n'est pas, comme une raie de Fraunhofer, une ligne bien nette dont on peut rigoureusement repérer la place dans le spectre : quand je pointe une frange dans le rouge avec l'oculaire micrométrique, il y a une incertitude sur sa position qui atteint 6 à 8 divisions du tambour de la vis ; cela représente une incertitude de $1^{\mu\mu}$ sur la valeur de λ_n ; dans le violet, l'incertitude est plus grande encore.

Nous trouvons naturellement la même incertitude en procédant de la même manière à la détermination du numéro d'ordre des franges du second système : la longueur d'onde λ_m de la frange pointée dans le rouge est $695^{\mu\mu}, 1$; la 22° après celle-ci a une longueur d'onde λ_{m+22} égale à 478, d'où

$$2E \cos \alpha = m.695,1 = (m + 22)478;$$

par suite

$$m = \frac{478 \times 22}{695,1 - 478} = 48 + \frac{952}{2171}.$$

Si, maintenant, sans nous arrêter à cette incertitude sur le numéro d'ordre, nous admettions pour n le nombre 53, pour m le nombre 48, et si nous essayions de calculer l'épaisseur e de la pellicule, avec ces données, par la formule

$$2e \cos \alpha = 53 \times 684 - 48 \times 695,1.$$

En calculant ainsi on voit que, même si les numéros d'ordre des franges étaient exacts, je multiplierais par 53 l'erreur de $1^{\mu\mu}$ commise sur λ_n , par 48 l'erreur analogue commise sur λ_m ; la différence pourrait donc être affectée d'une erreur de $100^{\mu\mu}$.

Il était donc absolument indispensable de modifier la façon de procéder à la mesure.

Voici, en réalité, comment j'y procède :

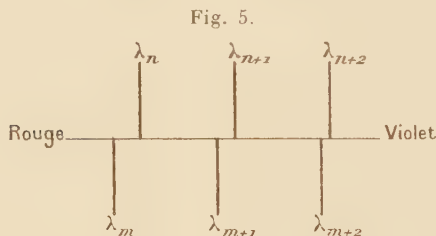
Soit n le numéro d'ordre d'une frange du premier système située dans le rouge, m le numéro d'ordre de la frange voisine vers le rouge du deuxième système; nous avons les équations.

$$\begin{aligned} 2(E + e) \cos \alpha &= n \lambda_n, \\ 2E \cos \alpha &= m \lambda_m, \end{aligned}$$

d'où

$$2e \cos \alpha = n \lambda_n - m \lambda_m.$$

Appelons ν la différence $n - m$ des numéros d'ordre de



ces deux franges, δ la différence $\lambda_n - \lambda_m$ de leur longueur d'onde

$$2e \cos \alpha = \nu \lambda_n - (n - \nu) \delta = \nu \lambda_n - m \delta.$$

Or, tandis que n ou m , les numéros d'ordre des franges sont donnés avec une incertitude qui peut atteindre l'unité; ν , la différence des numéros d'ordre de deux franges voisines, est donnée *sans erreur possible* : il suffit, en effet,

pour avoir ν , de jeter un coup d'œil sur la disposition relative des deux systèmes de franges en notant la position des *coïncidences*.

Si, par exemple, nous observons une coïncidence dans le violet, sans aucune autre coïncidence dans le spectre, les franges considérées dans le rouge ont des numéros d'ordre qui diffèrent de l'unité; ν reste égal à un tant qu'il n'y a qu'une coïncidence dans le spectre, car pour que ν devienne égal à deux, il faudrait que $2e \cos \alpha$ soit environ 1200μ ; il y aurait donc une seconde coïncidence dans le rouge, en outre de celle observée dans le violet.

Si la pellicule est épaisse, les coïncidences deviennent plus nombreuses; au lieu de relever leur position par un simple coup d'œil, il faut les noter plus attentivement, mais elles fixent toujours d'une manière certaine la différence ν des numéros d'ordre. Les deux systèmes de franges apparaissent comme une succession de verniers à coïncidences répétées.

Je continue à prendre comme exemple la mesure de la pellicule C. Je l'ai choisie, d'ailleurs, parce qu'elle est une des plus épaisses que j'aie mesurées et qu'elle fournit plusieurs coïncidences.

En observant les deux systèmes de franges, je note les coïncidences suivantes :

Division du micromètre objectif.	Longueur d'onde.
35	650
64	546,5
93	486
132	432

Nous hésitons, pour ν , entre les deux nombres 6 et 5.

Si c'est 5, les franges en coïncidence dans la région

$\lambda = 650$ auraient des numéros d'ordre qui différeraient de 5 unités; l'écart $2e \cos \alpha$ entre les différences de marches des deux systèmes de franges serait approximativement égal à $5 \times 650 = 3250\mu$; les autres coïncidences devraient alors se produire pour

$$\lambda = \frac{3250}{6} = 641, \text{ soit à la division } 66 \text{ du micromètre objectif.}$$

$$\lambda = \frac{3250}{7} = 464, \quad \text{»} \quad \quad 106 \quad \quad \text{»}$$

$$\lambda = \frac{3250}{8} = 406, \quad \text{»} \quad \quad 153 \quad \quad \text{»}$$

On voit que ce nombre 5 est inadmissible, car sans compter (*voir* p. 25) qu'il y a déjà un désaccord très marqué pour la troisième coïncidence, 106 au lieu de 93, du micromètre objectif, cette valeur 5 pour ν reporterait beaucoup trop loin dans le violet la coïncidence observée, en réalité, vers la division 132 du micromètre objectif.

Essayons pour ν la valeur 6.

Si $\nu = 6$, $2e \cos \alpha$ serait approximativement égal à $6 \times 650 = 3900\mu$; les autres coïncidences se produiraient donc pour

$$\lambda = \frac{3900}{7} = 557, \text{ soit à la division } 60\frac{1}{2} \text{ du micromètre objectif.}$$

$$\lambda = \frac{3900}{8} = 487 \quad \quad \text{»} \quad \quad 92 \quad \quad \text{»}$$

$$\lambda = \frac{3900}{9} = 433 \quad \quad \text{»} \quad \quad 130 \quad \quad \text{»}$$

Comme on le voit, les coïncidences observées sont bien celles qui correspondent à la valeur $\nu = 6$.

Achevons de nous en convaincre en essayant encore pour ν la valeur 7.

Si $\nu = 7$, $2e \cos \alpha$ serait approximativement égal à

$7 \times 650 = 4550^{\mu}$; les autres coïncidences se produiraient pour

$$\lambda = \frac{4550}{8} = 568, \text{ soit à la division } 58 \text{ du micromètre objectif.}$$

$$\lambda = \frac{4550}{9} = 505 \qquad \qquad \qquad \text{»} \qquad \qquad \qquad 82 \qquad \qquad \qquad \text{»}$$

$$\lambda = \frac{4550}{10} = 455, \qquad \qquad \qquad \text{»} \qquad \qquad \qquad 111 \qquad \qquad \qquad \text{»}$$

$$\lambda = \frac{4550}{11} = 413, \qquad \qquad \qquad \text{»} \qquad \qquad \qquad 148 \qquad \qquad \qquad \text{»}$$

La valeur 7 pour ν doit donc être rejetée; d'abord elle fournit une coïncidence de trop, et puis, sur les deux coïncidences qu'elle fait prévoir dans la région violette du spectre, aucune n'occupe la place de la coïncidence observée.

ν est donc certainement égal à 6.

J'observe que, tout en tenant compte des coïncidences observées dans tout le spectre pour décider de la valeur de ν , ce sont surtout les *coïncidences des régions rouges et violettes qui sont décisives*: tenant compte, en effet, d'une coïncidence dans le rouge (1), je m'en sers pour calculer la place des autres coïncidences, en essayant les diverses valeurs possibles pour ν ; si j'ai pris pour ν un nombre faux, l'écart entre la coïncidence observée et la coïncidence calculée sera surtout marqué dans le violet. Cette observation a son importance, car, par suite du changement de phase par réflexion, il pourrait se faire que les coïncidences des régions jaune ou verte ne se produisent pas à leur véritable place, je veux dire à la place qu'elles occuperaient, si le déplacement relatif des deux systèmes de franges n'était dû qu'à la différence d'épaisseur des couches d'air en contact.

Mesure au micromètre oculaire, différence des longueurs d'onde de deux franges voisines. — Pour déter-

(1) Ou de la disposition relative des deux systèmes de franges dans le rouge.

miner e , nous avons la relation

$$2e \cos \alpha = \nu \lambda_n - m \delta,$$

dans notre exemple $\nu = 6$; de plus, la mesure au micromètre objectif donne λ_n et m ($m = n - 6$) avec le degré d'approximation indiqué.

Reste à déterminer δ , c'est-à-dire la variation de longueur d'onde dans le spectre, quand on passe de la frange λ_n du premier système à la frange voisine vers le rouge du deuxième système, et dont le numéro d'ordre est $n - 6$: pour cela je mesure, en divisions du tambour de la vis, la course du fil mobile qui l'amène de l'une de ces deux franges sur l'autre; je sais que dans la région $\lambda = 670$ (voisinage de la raie du lithium) où j'ai soin de faire cette mesure, une division du tambour représente une variation de longueur d'onde égale à $0^{\mu}\mu, 123$; la différence δ des longueurs d'onde sera donc égale à autant de fois $0^{\mu}\mu, 123$ qu'il y a de divisions du tambour entre ces deux franges.

La mesure est faite entre la frange du premier système, située sur la division $30\frac{1}{2}$ du micromètre objectif; son $\lambda = 672$, son numéro d'ordre est 54 (¹), et la frange voisine vers le rouge du second système, dont le numéro d'ordre est 48.

Division du tambour en face du repère, le fil étant sur la frange du		Distance des deux franges en divisions du tambour.
1 ^{er} système.	2 ^e système.	
51	21	30
54	22	32
52	$20\frac{1}{2}$	$31\frac{1}{2}$
54	22	32
$54\frac{1}{2}$	25	$29\frac{1}{2}$
57	26	31
		Moyenne : 31

(¹) C'est la frange qui suit immédiatement celle pointée dans la mesure au micromètre objectif et dont le λ est 684.

Comme on voit, le résultat de la mesure est la moyenne de plusieurs relevés faits en nombre pair, en déplaçant la vis alternativement en sens contraire : ceci pour éliminer l'influence du temps mort de la vis, et surtout à cause des variations possibles de température.

Donc δ , différence des longueurs d'onde, est égal à

$$31 \times 0\mu\mu, 123 = 3\mu\mu, 81$$

dans l'expression

$$2e \cos \alpha = v\lambda_n - m\delta,$$

puisque

$$v = 6 \quad \lambda_n = 672 \quad m = 48 \quad \delta = 3,81,$$

$$2e \cos \alpha = 3849\mu\mu,$$

d'où

$$e = \frac{3849}{2 \cos (11^\circ 36')} = 1964\mu\mu.$$

Vérification. — Les coïncidences des deux systèmes de franges doivent se produire pour

	Division du micr. obj.	Coïncidence observée.
$\lambda = \frac{3849}{6} = 641$	$36\frac{1}{2}$	35
$\lambda = \frac{3849}{7} = 550$	$62\frac{1}{2}$	64
$\lambda = \frac{3849}{8} = 481$	94	93
$\lambda = \frac{3849}{9} = 427$	134	132

Observation. — On voit, par l'accord de la coïncidence calculée avec la coïncidence observée dans la région verte, que, s'il y a un changement de phase par réflexion, il doit être ici très faible et, en effet, cette pellicule C n'est pas chargée en fuchsine au point de présenter l'aspect métallique (*voir* p. 35).

Calcul de l'erreur. — L'épaisseur e est donnée par l'expression

$$2e \cos \alpha = \nu \lambda - m \delta;$$

envisageons l'erreur possible sur les deux termes de cette expression :

ν est donné sans erreur ; l'erreur possible de $1^{\mu\mu}$ sur λ , au lieu d'être multipliée par le numéro d'ordre de la frange, l'est par le nombre ν , beaucoup plus petit ; ici, il est égal à 6, mais il s'agit d'une pellicule extrêmement épaisse ; l'erreur sur le premier terme est donc de $6^{\mu\mu}$.

Dans le second terme, le numéro d'ordre m , au lieu d'être multiplié par λ , l'est par la différence δ des longueurs d'onde de deux franges voisines ; cette différence est beaucoup mieux déterminée que la longueur d'onde λ , car sa mesure comporte une erreur quatre fois moindre ; pour mesurer δ , j'amène le fil mobile du réticule successivement sur les deux franges ; or, elles sont situées dans la même couleur, elles ont le même aspect, tout naturellement, on les pointe de la même manière ; aussi, tandis que l'incertitude sur la position d'une frange est de 6 à 8 divisions du tambour, elle n'est plus que de 3 à 4 divisions sur la distance de deux franges voisines, et, comme le résultat de la mesure est la moyenne d'un assez grand nombre de relevés, l'erreur sur cette moyenne est au plus de 2 divisions, ce qui entraîne pour δ une incertitude de $0^{\mu\mu}, 123 \times 2 = 0^{\mu\mu}, 24$, qui est multipliée par le numéro d'ordre 48 de la frange, soit une erreur de $12^{\mu\mu}$, à laquelle il faut ajouter $31 \times 0^{\mu\mu}, 123$, soit $4^{\mu\mu}$, conséquence d'une erreur possible d'une unité sur le numéro d'ordre 48 de la frange.

$2e \cos \alpha$ est donc affectée d'une erreur possible de $6 + 16 = 22^{\mu\mu}$; comme l'angle α est toujours petit, $\cos \alpha$ n'est pas très différent de 1, et l'erreur absolue sur e est au plus, ici, de $12^{\mu\mu}$; comme l'épaisseur e est de $1964^{\mu\mu}$, l'erreur relative est $\frac{12}{1964}$ moindre que $\frac{1}{150}$.

J'observe d'ailleurs que l'erreur absolue, qui est dans l'exemple choisie de 12^{μ} , est, en général, plus faible; ici, toutes les circonstances produisant l'erreur sont maximum: ν est grand puisque la pellicule est épaisse, le numéro d'ordre 48, qui multiplie l'erreur de la mesure est, lui aussi, très grand; en général, les franges, dans le rouge, ont des numéros d'ordre qui ne dépassent guère 30, et sont souvent plus petits (¹); enfin, dans le calcul du numéro d'ordre des franges, le reste est $\frac{1}{2}$, de sorte que l'incertitude sur ce numéro d'ordre est ici d'une unité, mais souvent cette incertitude n'existe pas.

Soit, en effet, un autre *exemple* :

Mesure de l'épaisseur de la pellicule A (7 août 1893, soleil).

Mise en place des glaces.

Les glaces étant rendues normales au théodolite, la position de l'alidade sur le cercle est.....	92°24'
Au cours de la mesure, les glaces réfléchissant la lumière incidente sur la fente, la position de l'alidade est....	0°16'
L'angle de la normale aux glaces avec le théodolite est.	92°08'
Et comme l'angle V du théodolite avec le collimateur est.....	80°44'
L'angle d'incidence α est.....	11°24'

Mesure au micromètre objectif. — La frange d'ordre n du premier système est sur $\lambda_n = 712$, la frange d'ordre $n + 17$ est sur $\lambda_{n+17} = 461$, d'où

$$n = \frac{461 \times 17}{712 - 461} = 31 + \frac{56}{261},$$

$$n = 31.$$

En étudiant la disposition relative des deux systèmes

(¹) On pourrait d'ailleurs, si l'erreur, entraînée par un numéro d'ordre trop élevé, était grande, changer la glace qui recouvre la pellicule, et serrer davantage les deux glaces l'une contre l'autre.

de franges, on observe une coïncidence sur la division 20 du micromètre objectif, $\lambda = 730$, une autre entre la division 90, $\lambda = 489$ et la division 96, $\lambda = 480$ (¹).

Cette disposition indique que les franges en coïncidence dans le rouge ont des numéros d'ordre qui diffèrent de 2 unités.

Mesure au micromètre oculaire. — On mesure la distance de la frange d'ordre 33 du premier système $\lambda = 669$ à la frange voisine vers le violet du second système.

Division du tambour en face du repère, le fil étant sur la frange du		
1 ^{er} système.	2 ^e système.	
44	75	31
42	$73\frac{1}{2}$	$31\frac{1}{2}$
44	74	30
41	73	32
44	75	31
44	76	32
	Moyenne....	$31\frac{1}{4}$

La différence des longueurs d'onde est donc

$$31\frac{1}{4} \times 0\mu\mu, 123 = 3\mu\mu, 84.$$

L'épaisseur e est donnée par la relation

$$\begin{aligned} 2e \cos(11^\circ, 24') &= 33 \times 669 - 31(669 - 3, 84) \\ &= 2 \times 669 + 31 \times 3, 84 = 1457. \end{aligned}$$

(¹) C'est-à-dire qu'il n'y a pas de coïncidence effective, mais la disposition des franges est celle-ci :



d'où

$$e = 744^{\mu\mu}.$$

Erreur possible. — Dans l'expression

$$2e \cos(11^{\circ}, 24') = 2 \times 669 + 31 \times 3,84$$

la longueur d'onde 669 peut être affectée d'une erreur de $1^{\mu\mu}$ qui est multipliée par 2; dans le second terme, l'erreur de la mesure, au micromètre oculaire, peut comporter une incertitude de deux divisions du tambour, soit de $0^{\mu\mu}, 24$ sur la différence des longueurs d'onde, qui est dans le calcul multiplié par 31. L'erreur totale sur $2e \cos(11^{\circ}, 24')$ est donc, au plus, de $10^{\mu\mu}$, sur e de 5 à $6^{\mu\mu}$.

Simplification de la mesure. — La mesure pouvait ici se simplifier : on a une coïncidence très nette, dans le rouge, pour $\lambda = 730^{\mu\mu}$; de plus, ces franges en coïncidence ont des numéros d'ordre qui diffèrent de 2 unités, donc

$$2e \cos(11^{\circ}, 24') = 730 \times 2 = 1460.$$

La mesure complète a donné 1457.

Lorsqu'on a une coïncidence, soit dans le rouge, soit dans le violet, c'est-à-dire en des couleurs pour lesquelles il n'y a pas de changement de phase par réflexion, on peut procéder de cette manière rapide, qui donne l'épaisseur d'un coup d'œil, sans avoir à déterminer le numéro d'ordre des franges, ni à faire de mesure au micromètre oculaire.

Cependant, on n'aura de résultat précis qu'à la condition d'avoir une coïncidence nette; le plus souvent, comme pour un vernier, il n'en est pas ainsi : on a entre deux franges M et N (*fig. 7*) une inversion dans la disposition relative des deux systèmes de franges. C'est ainsi que, dans l'exemple de la mesure de A, il n'y a pas de coïncidence nette dans le bleu : elle devrait se produire entre

$\lambda = 489$ et $\lambda = 480$, montrant que $2e \cos(11^\circ, 24')$ est compris entre $1467^{\mu\mu}$ et $1440^{\mu\mu}$.

Fig. 7.



L'incertitude sur l'épaisseur de la pellicule, obtenue en procédant ainsi, sera plus grande si elle est épaisse, puisque, pour l'obtenir, on multiplie l'incertitude sur la longueur d'onde des franges en coïncidence par la différence de leurs numéros d'ordre. C'est ainsi que dans la mesure de la pellicule C (*voir* page 23), en plaçant la coïncidence sur la division 35 du micromètre objectif $\lambda = 650$, on obtient, pour $2e \cos \alpha$, le nombre

$$650 \times 6 = 3900^{\mu\mu},$$

tandis que la mesure complète donne $3849^{\mu\mu}$, c'est-à-dire que la coïncidence se produit sur $\lambda = 641$, soit à la division $36\frac{1}{2}$ du micromètre objectif. Pourtant, en agissant sur la vis M de la petite machine à diviser (*voir* plus loin le paragraphe intitulé : *Exploration de la pellicule*, page 33), l'épaisseur des couches d'air interposées entre les glaces variant, les franges se déplacent d'une manière continue dans le spectre; la frange N, par exemple, marche vers M, en occupant toutes les positions intermédiaires; à un certain moment, entre N et M, elle se trouvera en coïncidence rigoureuse avec la frange voisine du deuxième système.

On voit qu'on peut quelquefois transformer une coïncidence approchée en une coïncidence rigoureuse et par suite, avant tout relevé aux micromètres objectif et ocu-

laire, par la simple observation des coïncidences, faire des mesures exactes.

Si la coïncidence se produit dans la région jaune ou verte, elle ne pourra servir à la mesure rapide de l'épaisseur, du moins on pourra l'envisager dans l'exploration de la pellicule.

Exploration de la pellicule. — Il s'agit de reconnaître l'étendue de la pellicule sur laquelle l'épaisseur demeure constante, au lieu de répéter la mesure d'épaisseur en différents points, ce qui serait très long et ce qui ne délimiterait pas exactement les limites de la région d'épaisseur uniforme, je procède très simplement de la manière suivante :

J'envisage une coïncidence nette (*voir plus haut*) et j'encadre les franges en coïncidence entre le fil mobile et un fil fixe de l'oculaire micrométrique, puis, agissant sur la vis M, j'explore la pellicule en amenant l'image de ses différents points à se peindre sur la fente; les franges marchent dans le spectre, mais chaque fois qu'une frange du premier système se trouve entre les deux fils, si l'épaisseur de la pellicule n'a pas varié, la frange du second système doit s'y trouver aussi, en coïncidence exacte avec la première; une très petite variation dans l'épaisseur de la pellicule s'accusera par un défaut dans la coïncidence; on marque par un trait à l'encre, sur l'envers de la glace portant la pellicule, cette limite de la région d'épaisseur uniforme; puis, faisant mouvoir la vis M en sens contraire, on cherche l'autre limite que l'on marque également.

La mesure de l'épaisseur se fera entre ces deux marques, car il va sans dire que cette exploration de la pellicule précède la mesure.

En général, l'épaisseur demeure uniforme sur une étendue d'au moins un à deux centimètres et souvent sur une étendue beaucoup plus grande.

S'il n'y a pas de coïncidence dans le spectre, ce qui n'arrive que dans le cas peu fréquent de pellicules inférieures à 200^μ environ, je procède d'une manière analogue : j'envisage deux franges voisines des deux systèmes ; ayant amené un fil fixe de l'oculaire sur l'une et le fil mobile sur l'autre, je fais mouvoir la vis M ; chaque fois que dans le premier système la frange passe sur l'un des fils, la frange du deuxième système doit apparaître sur l'autre (1). On reconnaît de la même manière et l'on délimite la région d'épaisseur uniforme.

Répétition de la mesure au micromètre oculaire en d'autres régions du spectre. — Avec des pellicules de collodion incolore, comme il n'y a plus d'altération de la phase par réflexion, la mesure au micromètre oculaire pourra être répétée en d'autres régions du spectre et devra fournir des résultats concordants avec ceux obtenus dans la région rouge.

J'ai, en effet, vérifié ainsi mon appareil et la méthode de mesure.

De plus, en procédant de la sorte pour des pellicules de plus en plus colorées, j'ai reconnu que l'altération de

(1) Il est vrai que si le numéro d'ordre de la frange varie, l'écart entre les deux franges doit varier, mais il est facile de se rendre compte que cette variation est d'abord inappréciable :

Ainsi, dans l'exemple de la mesure de A, nous avons

$$\begin{aligned} 2 \operatorname{ecos}(11^{\circ}, 24') &= 2 \times 669 + 31 \times 3,84 \\ &= 1338 + 31 \times 3,84 = 1457. \end{aligned}$$

Quand ce sera la frange d'ordre 32 qui se trouvera sur $\lambda = 669$ au lieu de la frange d'ordre 31, la différence des longueurs d'onde des franges pointées, au lieu d'être 3,84, sera $\frac{1457 - 1338}{32} = 3,72$; elle a donc varié de 0^{μμ}, 12, c'est-à-dire d'une quantité inappréciable (elle correspond à 1 division du tambour) ; ce n'est qu'après que 8 franges auraient passé sur l'un des fils que la variation de l'écartement des deux franges correspondrait à 1^{μμ} ; or 8 franges correspondent, en général, à une étendue de 3 à 4 centimètres sur la pellicule.

phase du rayon réfléchi n'est appréciable et n'influe sur la mesure d'épaisseur que si la pellicule est chargée de colorant au point d'avoir franchement l'aspect métallique.

Mais, avec des pellicules qui n'ont pas la réflexion métallique verte, qui paraissent encore rouges par réflexion, comme les solutions liquides, tout en étant beaucoup plus concentrées, l'altération de phase par réflexion est inappréciable.

Je citerai, comme *exemple*, des mesures faites à la lumière oxhydrique (4 et 5 mars 1893), sur une pellicule moyennement teintée que je désignerai par D.

La lumière est réfléchie par les glaces sous l'incidence de 10° .

La frange d'ordre n du premier système se trouve sur $\lambda_n = 690$.

La frange d'ordre $n + 14$ du premier système se trouve sur $\lambda_{n+14} = 494$.

Le numéro d'ordre n est donné par la relation

$$n \cdot 690 = (n + 14) 494,$$

d'où

$$n = \frac{494 \cdot 14}{690 - 494} = 35 + \frac{56}{196},$$

$$n = 35.$$

Les franges des deux systèmes sont en coïncidence vers $\lambda = 540$, il n'y a pas d'autre coïncidence; cette répartition indique que les franges voisines des deux systèmes ont des numéros d'ordre qui diffèrent de 2 unités.

La mesure au micromètre oculaire a été faite d'abord entre la frange d'ordre 36 du premier système ($\lambda = 670$) et la frange voisine *vers le rouge* du second système dont le numéro d'ordre est donc 34 : la distance de ces deux franges est de 61 divisions du tambour, leurs longueurs d'onde diffèrent, par suite, de $61 \times 0^{\mu\mu}, 123 = 7^{\mu\mu}, 50$.

Par suite, l'épaisseur de la pellicule est donnée par

$$\begin{aligned} 2e \cos(10^\circ) &= 2 \times 670 - 34 \times 7,50 \\ &= 1340 - 255 = 1085\mu, \\ e &= 551\mu. \end{aligned}$$

La mesure au micromètre oculaire a été répétée dans la région verte du spectre, entre la frange du premier système de numéro d'ordre 47 ($\lambda = 513$) et la frange voisine, *vers le violet*, du deuxième système dont le numéro d'ordre est 45 : la distance de ces deux franges est de 19 divisions du tambour (dans cette région du spectre, 1 division du tambour correspond à une variation de longueur d'onde de $0\mu,064$) ; leurs longueurs d'onde diffèrent donc de $19 \times 0,064 = 1\mu,216$.

S'il n'y a pas de changement de phase par réflexion, nous pouvons écrire

$$\begin{aligned} 2e \cos(10^\circ) &= 2 \times 513 + 45 \times 1,216 \\ &= 1026 + 55 = 1081\mu, \\ e &= 540\mu. \end{aligned}$$

Les deux mesures sont donc bien concordantes. Il n'y a pas, dans la région verte, de changement de phase par réflexion. J'utiliserai ce résultat dans la mesure des indices de réfraction.

CHAPITRE II.

MESURE DES INDICES DE RÉFRACTION.

Quoique mon travail avait surtout pour but la mesure des indices d'extinction, j'ai fait quelques essais de mesure de l'indice de réfraction, et je crois devoir indiquer les résultats qu'ils m'ont donnés.

Kundt ⁽¹⁾ a mesuré l'indice de réfraction des métaux

(1) KUNDT, *Wied. Ann.*, t. XXXIV, p. 469; 1888.

par la méthode des déviations prismatiques; les prismes sont déposés par électrolyse sur du verre platiné ou sur du verre par pulvérisation de cathode. Ces expériences de Kundt ont été reprises et complétées par MM. du Bois et Rubens ⁽¹⁾ et par M. D. Shea ⁽²⁾, qui se sont efforcés de répondre aux objections nombreuses formulées contre les expériences de Kundt. Sans détailler ces travaux, faits par une méthode entièrement différente de celle que je pouvais employer, je signalerai cependant ce résultat que l'indice de réfraction ainsi mesuré est en accord très satisfaisant avec l'indice théorique. La concordance est surtout remarquable quand on calcule l'indice théorique, non plus par l'association de l'incidence principale avec l'azimut de polarisation rétablie, mais, ainsi que l'a fait M. H. Rubens ⁽³⁾, au moyen de l'incidence principale associée à une autre donnée expérimentale, mesurée avec plus de précision que l'azimut de polarisation rétablie; M. Rubens a utilisé, comme seconde donnée, le pouvoir réflecteur sous l'incidence normale, qu'il a mesurée avec le bolomètre.

Longtemps avant les expériences de Kundt, M. Quincke avait essayé de mesurer l'indice de l'argent et de l'or en interposant une feuille transparente de ces métaux sur l'un des faisceaux d'un réfractomètre interférentiel. Il trouva ainsi des indices qui sont, comme le veut la théorie, plus petits que l'unité ⁽⁴⁾.

En réalité, comme M. Quincke l'a reconnu lui-même ⁽⁵⁾, on observe dans ses expériences un effet complexe : le déplacement des franges du réfractomètre est dû non seulement à la différence d'indices de l'air et de la lamelle

(1) DU BOIS et RUBENS, *Wied. Ann.*, t. XLI, p. 507; 1890.

(2) D. SHEA, *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 177; 1892.

(3) H. RUBENS, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, p. 267; 1889.

(4) QUINCKE, *Pogg. Ann.*, t. CXIX, p. 379, et t. CXX, p. 602; 1869.

(5) QUINCKE, *Pogg. Ann.*, t. CXXIX, p. 187; 1871.

métallique, mais encore aux modifications de phases qui doivent se produire à l'entrée et à la sortie de cette lamelle ⁽¹⁾).

Pour éliminer l'influence de cette altération de la phase du rayon lumineux, il faudrait opérer avec deux lamelles d'épaisseurs différentes, mais ayant toutes deux des épaisseurs supérieures à deux fois la couche de passage, de façon que la modification de phase soit la même pour les deux.

Appareil et réglage. — L'appareil dont je me suis servi est le réfractomètre Jamin.

Au lieu de m'en servir en observant des franges à l'infini, comme on le fait d'habitude, j'ai trouvé plus commode de le régler de manière à produire des franges verticales, localisées sans fente, entre les parallélépipèdes en une région où l'on place la pellicule dont on veut mesurer l'indice, de sorte qu'en observant les franges avec une lunette ou en les projetant, la pellicule est au point en même temps que les franges.

Pour faire ce réglage sans tâtonnements, on commence par placer devant l'appareil une fente qu'on éclaire avec un brûleur à sodium; dans ces conditions, on a immédiatement les franges, qu'on observe avec la lunette, jointe à l'appareil, visant sur un plan compris entre les parallélépipèdes.

On ouvre alors progressivement la fente, les franges deviennent moins nettes; on leur rend leur netteté en faisant tourner les parallélépipèdes ou en les faisant basculer au moyen des vis qui commandent ces mouvements; au besoin, d'ailleurs, on changerait quelque peu la mise au point de la lunette, mais sans cesser de viser

(1) La même objection peut être adressée à d'autres expériences de M. Quincke, faite en utilisant les franges de Jochmann (cas particulier des franges de diffraction par le bord d'un écran). Ces expériences sont, en outre, compliquées par l'influence de l'absorption.

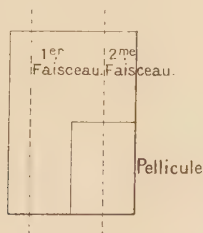
dans la région comprise entre les deux parallélépipèdes. Quand la fente est assez largement ouverte, on pourrait la retirer, sa présence n'est plus nécessaire, car on a des franges produites sans fente et localisées ⁽¹⁾.

On laisse cependant la fente en place ; largement ouverte, elle ne diminue pas l'éclairement, mais elle sert à limiter la largeur des deux faisceaux du réfractomètre, de manière qu'ils n'empiètent pas l'un sur l'autre ; de plus, entre cette fente et l'appareil, est interposée une lentille distante de la fente de sa distance focale et rendant suffisamment parallèle la lumière entre les deux parallélépipèdes.

La glace à laquelle adhère la pellicule est fixée à la cire molle sur la tablette d'un support semblable à celui décrit Chapitre I, p. 16, et qui se trouve être ici encore d'un emploi commode : il permet de rendre la glace normale aux faisceaux du réfractomètre ; de plus, la vis micrométrique permet d'élever lentement la glace et d'amener la ligne de coupure de la pellicule à la hauteur convenable.

On place cette glace entre les deux parallélépipèdes, de manière que la pellicule se trouve à l'endroit même où les franges sont localisées.

Fig. 8.



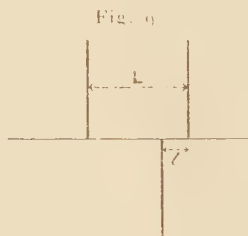
La pellicule est coupée de manière que la moitié de

(1) Voir MACÉ DE LÉPINAY et FABRY (*Journal de Physique*, t. X, p. 5 ; 1891).

l'un des faisceaux la traverse, l'autre faisceau frappant une portion complètement dénudée de la glace (*fig. 8*).

Quand le réglage de l'appareil est terminé, on enlève l'oculaire de la lunette; son objectif sert à projeter les franges et l'image de la pellicule sur la fente d'un spectroscopie qu'on installe sur le prolongement du tuyau de la lunette. L'appareil étant éclairé avec de la lumière blanche, on a ainsi, dans le spectre, deux systèmes de franges superposées, séparés par une ligne très nette, qui correspond à la ligne de coupure de la pellicule.

Si l est le déplacement d'une frange en passant d'un système à l'autre, L la largeur d'une frange en une



région du spectre de longueur d'onde λ , ε l'épaisseur de la pellicule, n son indice, on peut, quand les franges sont assez serrées, écrire

$$\varepsilon(n-1) = \frac{l}{L} \lambda.$$

ε a été mesuré dans le Chapitre I; on voit que la mesure de n se ramène à la mesure des largeurs de franges l et L . Cette mesure se fait avec un oculaire micrométrique adapté sur la lunette du spectroscopie.

Exemple d'une mesure. Méthode nouvelle pour l'observation de la dispersion anormale. — Une pellicule, colorée avec de la fuchsine, étant placée sur l'un des faisceaux du réfractomètre, le fait d'une dispersion anormale saute aux yeux : dans le spectre, l'écart entre les deux

systèmes de franges croît du rouge à l'orangé, puis décroît, est minimum entre F et G, pour croître de nouveau rapidement dans le violet.

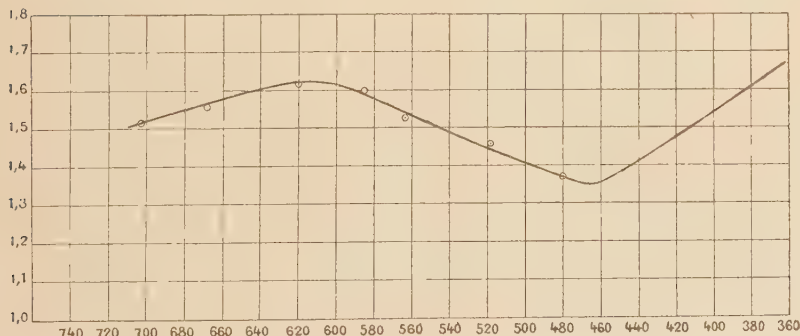
Je prendrai comme exemple les résultats obtenus avec la pellicule désignée par D, et dont l'épaisseur a été trouvée de 550μ (Chapitre I, p. 62) (23 et 24 mars 1893, lumière solaire).

n .	λ .
1,52	702
1,56	668
1,62	620
1,60	585
1,53	563
1,46	518
1,37	480

L'indice croît ensuite, les mesures sont incertaines dans la région violette ; mais, comme les deux systèmes de franges se raccordent vers la raie H, l'indice doit avoir là une valeur d'environ 1,7.

La courbe ci-dessous groupe graphiquement les résultats.

Fig. 10.



Pour étudier la dispersion anormale, on s'est toujours servi de solutions colorées liquides ; une difficulté de cette étude est que la dispersion normale du dissolvant masque

les anomalies dues au colorant. L'emploi de solutions solides permet, on le voit, d'accentuer ces anomalies. Avec les solutions alcooliques de fuchsine, les anomalies de dispersion portent sur la troisième décimale de l'indice; elles atteignent, ici, la première, et cette exagération du phénomène se comprend si l'on remarque que j'opère sur des solutions incomparablement plus concentrées. Pour préparer une de ces pellicules, je verse sur une glace une couche liquide de l'ordre du millimètre; par l'évaporation, elle se réduit à une épaisseur plus de mille fois moindre, et la concentration s'exagère dans la même proportion.

Malgré cette grande concentration, à cause de la minceur de la couche traversée, les franges restent nettes dans toute l'étendue du spectre; avec une pellicule moyennement teintée, comme celle qui me sert d'exemple, la mesure comporte presque autant de précision dans la région absorbée du spectre que dans le rouge ou le violet.

Quand on emploie, pour reconnaître la dispersion anormale, des solutions liquides, sitôt qu'elles sont concentrées, on ne peut plus faire de mesure dans la région absorbée; l'étude de la dispersion anormale consiste uniquement, alors, à reconnaître que l'indice du violet est moindre que celui du rouge.

L'impossibilité des mesures sur la région absorbée avait laissé indécises les valeurs de l'indice de réfraction dans cette région. Certains auteurs ont même émis l'hypothèse qu'il devait devenir infini.

Par la méthode que j'emploie, on reconnaît nettement que *l'indice varie d'une manière continue à travers la bande d'absorption.*

Changement de phase par réfraction. — Dans l'exemple que je viens de citer, je n'ai pas eu à me préoccuper du changement de phase par réfraction : la pellicule D n'est pas métallique, et la mesure de son épaisseur (*voir*

Chap. I, p. 36) a permis de constater qu'elle ne donne pas lieu à une altération de la phase par réflexion; il ne doit donc pas se produire non plus de changement de phase par réfraction (1).

(1) C'est une des conséquences les plus immédiates de la théorie de Cauchy :

AB est la surface de séparation de deux milieux, l'inférieur est absorbant; elle est frappée normalement par la lumière incidente. Si je représente par $\sin 2\pi \frac{t}{T}$ la vitesse de vibration du mouvement inci-

Fig. 11.



dent sur le plan AB, la vitesse en m à une distance z de AB sera au même instant

$$\sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right).$$

La vitesse de vibration sur l'onde réfléchie à une distance z de AB à l'instant t peut s'écrire $v \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{\varphi + z}{\lambda} \right)$, en désignant par $2\pi \frac{\varphi}{\lambda}$ l'altération de phase due à la réflexion. A l'instant t et à la distance z de la surface de séparation, la vitesse sur l'onde réfractée s'écrit

$$ue^{kz} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{\psi + z}{\lambda'} \right).$$

Pour $z = 0$, le principe de continuité, pris par Cauchy comme base de sa théorie, exige que la somme des deux premières vitesses soit égale à la troisième

$$\sin 2\pi \frac{t}{T} + v \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{\varphi}{\lambda} \right) = u \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{\psi}{\lambda'} \right)$$

ou

$$\begin{aligned} \sin 2\pi \frac{t}{T} \left(1 + v \cos 2\pi \frac{\varphi}{\lambda} - u \cos 2\pi \frac{\psi}{\lambda'} \right) \\ + \cos 2\pi \frac{t}{T} \left(v \sin 2\pi \frac{\varphi}{\lambda} - u \sin 2\pi \frac{\psi}{\lambda'} \right) = 0. \end{aligned}$$

Cette équation doit avoir lieu à une époque quelconque, par consé-

Mais, dans le cas de couches à surface métallique, on ne pourra plus opérer avec une pellicule unique. Il en faudrait deux, d'épaisseurs inégales, mais constituant des solutions identiques.

Je vais indiquer, dans le Chapitre III, les moyens de s'assurer de l'identité optique de deux couches absorbantes.

CHAPITRE III.

MESURE DES POUVOIRS ABSORBANTS.

L'absorption de la lumière, par de minces couches métalliques, a fait l'objet des travaux de MM. Wernicke, Wien, Rathenau.

M. Wien ⁽¹⁾ a mesuré, au bolomètre, l'affaiblissement des radiations d'une source calorifique produit par leur passage à travers des couches d'argent, d'or, de platine, de fer; ce dernier métal est déposé galvaniquement sur platine, les autres sont déposés chimiquement. Ces résultats de M. Wien, d'ailleurs obtenus sans décomposition spectrale, sont extrêmement divergents, ce qui paraît tenir à la méthode défectueuse employée pour mesurer les épaisseurs et surtout à la diversité des pouvoirs réflecteurs des divers échantillons expérimentés.

quent être indépendante du temps, les coefficients de $\sin 2\pi \frac{t}{T}$ et de $\cos 2\pi \frac{t}{T}$ doivent être identiquement nuls. Annulons le coefficient de $\cos 2\pi \frac{t}{T}$, il vient

$$v \sin 2\pi \frac{\varphi}{\lambda} = u \sin 2\pi \frac{\psi}{\lambda},$$

équation qui montre que, si φ altération de phase par réflexion est nulle, il doit en être de même de ψ altération de phase par réfraction.

(1) WIEN, *Wied. Ann.*, t. XXXV, p. 48; 1888.

M. Wernicke (¹), auquel on doit le premier essai de mesure du pouvoir absorbant d'un métal (son travail est antérieur d'une dizaine d'années à celui de M. Wien), a soumis à la mesure photométrique des couches transparentes d'argent, dont il déterminait ensuite l'épaisseur, après les avoir transformées en iodure, par la méthode indiquée plus haut.

Comme les propriétés optiques des métaux ne deviennent constantes que pour une épaisseur évaluée à 50^{μ} et qui probablement est plus grande, il faut opérer sur des couches métalliques d'une épaisseur supérieure à cette valeur; une autre raison, d'ailleurs, impose une limite minimum pour l'épaisseur, c'est la nécessité d'éviter les phénomènes d'interférence entre le rayon qui a traversé une fois la lame métallique et le rayon qui a subi deux réflexions intérieures. Les miroirs d'argent employés par M. Wernicke ont, en millièmes de millimètre, les épaisseurs suivantes :

e_1	105,2	88,1	96,4	87,1	105,7
e_2	99,2	73	81,7	77,0	98,9
$e_1 - e_2$	6	15,1	14,7	10,1	6,8

En réalité, tout se passe comme si l'on mesurait l'affaiblissement de la lumière par la traversée d'une couche d'épaisseur égale à $e_1 - e_2$; cette différence est toujours petite dans les expériences de M. Wernicke, puisqu'elle varie entre 6^{μ} et 15^{μ} . Or, si l'on tient compte de l'erreur possible, dans la mesure des épaisseurs, qui est d'environ 2^{μ} (²), par suite double sur la différence $e_1 - e_2$, on voit que cette différence est donnée avec une erreur relative qui peut atteindre $\frac{2}{3}$.

(¹) *Wied. Ann.*, Ergänzung's Bd. VIII; 1878.

(²) La mesure porte sur une couche d'iodure d'argent dont l'épaisseur est environ quadruple de celle de la couche d'argent d'où elle provient.

M. W. Rathenau ⁽¹⁾, dans un travail très complet sur cette difficile question, paraît avoir cherché à éviter cette grave objection. M. Rathenau emploie des dépôts électrolytiques sur verre platiné, obtenus par les procédés de M. Kundt; pour l'or et l'argent, il s'est servi, en outre, de couches déposées par réduction chimique. Si les différences d'épaisseurs de ses miroirs sont encore souvent trop faibles, 10 à 12^μ, elles atteignent pourtant, dans certaines mesures, de 50 à 60^μ. Mais, si l'on se rappelle que chacun des deux miroirs doit avoir une épaisseur supérieure à la couche de passage, on voit que la mesure photométrique doit être, dans ce cas, très incertaine.

Est-ce pour cette raison, est-ce par suite d'une structure particulière de ces dépôts électrolytiques, est-ce enfin, parce qu'en tenant compte de l'épaisseur du platine sous-jacent, le métal déposé n'aurait peut-être pas l'épaisseur de la couche de passage : M. Rathenau trouve, pour l'indice d'extinction de l'argent, des nombres 1,79 et 2,86 très différents, suivant que ce métal est déposé galvaniquement ou par réduction chimique.

En tous cas, ce fait montre que les résultats de M. Rathenau se prêtent mal à une comparaison avec les valeurs théoriques du coefficient d'extinction, déduites des expériences de Jamin et de Quincke sur la réflexion métallique.

On voit, pour cette comparaison, la nécessité de *faire les mesures des paramètres de réflexion sur les miroirs mêmes qui ont servi à mesurer le coefficient d'extinction.*

Et puis surtout on voit, par l'exposé que je viens de faire, tout l'avantage qu'il y a à se servir de dépôts optiquement métalliques, mais d'un pouvoir absorbant moindre que celui des métaux, de façon à pouvoir opérer avec des différences e_1 — e_2 grandes, tout en laissant à

(1) WALTHER RATHENAU, *Inaugural Dissertation*, Berlin; 1889.

chacun des miroirs une épaisseur notablement supérieure à celle de la couche de passage.

Préparation de couches absorbantes identiques. — Si l'on veut soumettre, à la mesure du pouvoir absorbant, les couches de collodion fuchsiné sur lesquelles porte le présent travail, il est nécessaire, pour éviter la détermination du pouvoir réflecteur sous l'incidence normale, d'en avoir deux d'épaisseurs inégales, mais douées de pouvoirs réflecteurs identiques et conservant, dans leur profondeur, une structure identique.

Cette identité, je l'avais cru longtemps très difficile à obtenir; après avoir vainement cherché à obtenir de bonnes pellicules, en forme de biseau, je reconnus que deux pellicules, obtenues en versant sur deux glaces des couches inégales du même liquide, qu'on évapore ensuite dans les mêmes conditions, présentent, sur presque toute leur étendue, une remarquable identité.

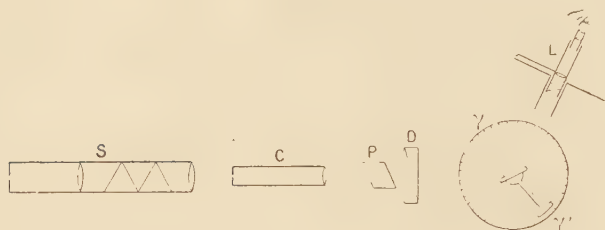
Je me suis assuré de cette identité en mesurant l'ellipticité des rayons verts réfléchis sous les diverses incidences par les deux pellicules : tous les travaux relatifs à la réflexion métallique établissent que deux coefficients; l'incidence principale et l'azimut de polarisation, rétablie sous cette incidence, définissent complètement les propriétés optiques d'un milieu absorbant.

Des valeurs identiques pour ces deux coefficients établiront donc l'identité optique des deux miroirs.

Mesure des différences de phases par réflexion. — L'appareil servant à cette mesure est constitué (*fig. 12*) par un collimateur C, dont la fente est éclairée par de la lumière verte, d'une réfrangibilité correspondant à la raie E, obtenue en décomposant la lumière solaire avec le spectroscopie à vision directe S, de la lunette duquel on a retiré l'oculaire, de sorte que l'objectif projette le spectre sur l'extrémité du collimateur C; après un nicol polariseur P, le faisceau traverse le compensateur de Babinet D,

puis tombe sur la lame réfléchissante fixée à la cire molle sur un petit support à vis calantes porté par l'alidade du cercle divisé $\gamma\gamma'$; le faisceau réfléchi est reçu dans une

Fig. 12.



petite lunette L , munie d'un analyseur biréfringent qui vise, par réflexion, au compensateur; on peut, ayant l'œil derrière la lunette, agir sur la vis du compensateur de manière à ramener la frange entre ses repères.

Le cercle divisé qui porte le miroir est complètement indépendant du reste de l'appareil, il est porté par la tablette d'un support semblable à celui que j'ai décrit dans les mesures d'épaisseur; la vis micrométrique désignée par s (voir p. 13) permet d'élever ou d'abaisser le cercle et, par suite, le miroir; la vis de rappel ρ lui donne un mouvement de translation latérale, un mouvement perpendiculaire à celui-ci est permis par une coulisse qui remplace, ici, la petite machine à diviser M ; on peut donc ainsi déplacer le miroir de manière que le faisceau lumineux le frappe en l'un quelconque de ses points.

La lunette L est portée par une tige qui s'engage et peut tourner dans une colonne creuse, adaptée sur l'extrémité d'une règle de bois horizontale, qui tourne autour d'un axe fixé à la table sous le cercle divisé; grâce à ces deux mouvements de rotation, la lunette peut toujours être dirigée de manière à recevoir le faisceau réfléchi.

Pour la mise en place et le réglage des diverses parties de l'appareil, un cathétomètre est installé en face du collimateur, sa lunette est munie d'un oculaire nadiral. Comme on l'a expliqué en détail dans le Chapitre relatif aux mesures d'épaisseur (*voir* p. 14), il permet de rendre horizontal l'axe du collimateur, de rendre vertical l'axe du cercle divisé, puis, comme il reste en place, de régler les miroirs qu'on installera sur le cercle divisé; on les rend, avec l'oculaire nadiral, normaux à l'axe optique de la lunette du cathétomètre, ils reçoivent alors la lumière venant du collimateur C sous l'incidence 0; on note la position de l'alidade sur le cercle divisé; pour toutes les autres positions de cette alidade, on connaît par suite la valeur de l'angle d'incidence.

Il faut encore diriger le spectroscopie S de manière que la lumière qu'il projette sur la fente du collimateur C soit d'une réfrangibilité correspondant à la raie E. Pour cela, ce spectroscopie a été installé sur une plate-forme tournante qui pose par des vis calantes sur un plancher fixé au chariot d'une vieille machine à diviser, hors d'usage comme instrument de mesure, mais dont la vis très robuste permet d'entraîner le spectroscopie d'un mouvement lent. On fait tourner le spectroscopie, puis on le déplace parallèlement à lui-même jusqu'à ce que la raie E du spectre tombe sur la fente; on s'en assure en recevant la lumière, sortant du collimateur et réfléchi par un miroir argenté installé sur le cercle divisé, dans un spectroscopie auxiliaire.

Pour explorer une pellicule, on fait tomber sur elle le faisceau vert sous l'incidence principale : pour cela, on a réglé le compensateur de Babinet de manière qu'il introduise, entre les deux composantes principales, une différence de marche égale à $\frac{\lambda}{4}$, on fait tourner la surface réfléchissante en suivant le faisceau réfléchi avec la

lunette L, jusqu'à ce que la frange soit ramenée entre ses repères.

Si, dans ces conditions, on élève lentement le miroir en agissant sur la vis s du support ou qu'on l'entraîne latéralement en agissant sur la vis de rappel ρ , on constate, en faisant réfléchir ainsi la lumière par des portions différentes de la pellicule, que la frange reste *rigoureusement* entre ses repères sur de larges étendues de la pellicule. Comme on opère avec une lumière monochromatique très intense (je me suis toujours servi de lumière solaire), la frange du compensateur est remarquablement fine : une variation de $\frac{1}{200}$ de λ dans la différence de phase serait sensible. De plus, la frange reste toujours aussi noire sans qu'on soit obligé de tourner le biréfringent analyseur.

Le plus souvent, ce n'est qu'en approchant des bords de la pellicule que la frange commence à quitter ses repères. Les bords sont, en effet, formés de courbes concentriques plus ou moins chargées de colorant.

Malgré cette hétérogénéité des bords, je constate que si je viens à remplacer la pellicule en expérience par une autre, d'épaisseur différente, mais préparée avec le même liquide évaporé dans *les mêmes conditions*, la partie centrale homogène a rigoureusement les mêmes propriétés optiques dans cette seconde pellicule que dans la première (1). Non seulement l'incidence principale est la

(1) Ce fait paraît indiquer que, si l'on vient à évaporer deux masses inégales, mais offrant à l'évaporation la même surface, d'un liquide complexe formé d'alcool, d'éther, et de matières solides, fuchsine, pyroxyle, en dissolution, la composition des vapeurs émises est d'abord variable et la composition des matières solides déposées change avec le temps; c'est la période de formation des bords; mais rapidement le liquide tend vers une composition constante, la même des deux côtés, qui ne varie plus, les vapeurs émises conservant la même composition, si les circonstances de l'évaporation restent les mêmes; c'est dans cette seconde période que se déposent les parties centrales des deux pellicules et l'on comprend qu'elles aient, alors, la même composition et les mêmes propriétés.

même, mais encore, pour chaque valeur de l'incidence, on a entre les composantes principales la même différence de marche.

Comme exemple, je citerai des mesures faites sur trois pellicules que je désigne par A, B et C, dont les épaisseurs sont respectivement de 744^{μ} , 1921^{μ} et 1964^{μ} .

Dans la première colonne, les différences de marche entre les composantes respectivement parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence sont exprimées en tours de vis du compensateur, dans la seconde colonne en fraction de $\frac{\lambda}{2}$ (le compensateur introduit une différence de marche qui varie de $\frac{\lambda}{2}$ pour une progression de la vis de 13^{tours} , 46.

Différence de phases par réflexion des pellicules A, B, C.

12 et 13 août 1893 (Soleil).

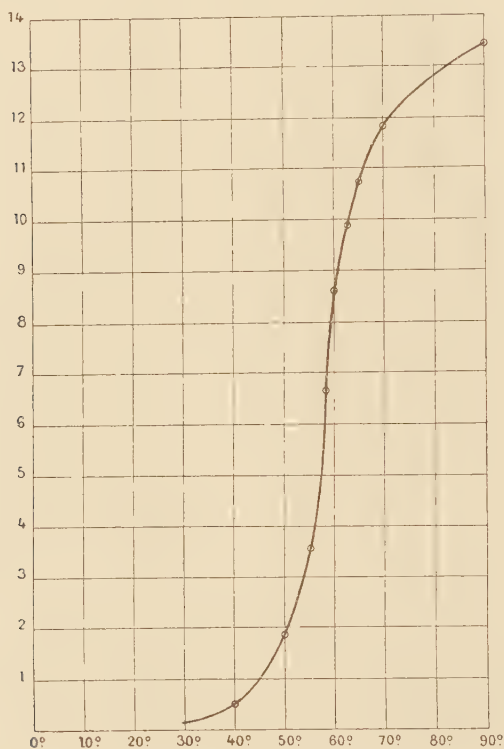
Incidence.	A.		B.		C.	
	tours	$\frac{\delta}{\frac{\lambda}{2}}$				
30°.....	inappréciable					
40°.....	0,50	0,037	0,45	0,033	0,41	0,030
50°.....	1,86	0,137	1,80	0,133	1,92	0,143
55°.....	3,56	0,264	3,54	0,263	3,66	0,272
58°.....	6,66	0,493	6,66	0,493	6,68	0,496
60°.....	8,60	0,639	8,60	0,639	8,70	0,646
63°.....	9,92	0,737	9,84	0,731	9,88	0,734
65°.....	10,76	0,799	10,66	0,792	10,64	0,791
70°.....	11,88	0,883	11,80	0,877	11,92	0,886
90°.....	13,46	1	13,46	1	13,46	1

La courbe (*fig. 13*) groupe graphiquement les résultats.

La mesure se fait à sept divisions près du tambour de la vis soit $\frac{44}{400}$ de tour (le tambour est divisé en 50), ce qui correspond à $\frac{4}{200}$ de λ . On voit que les mesures faites, sous

la même incidence, sur les trois pellicules ne présentent pas de différences supérieures à cet ordre de grandeur.

Fig. 13.



Au cercle divisé sur lequel se déplace le biréfringent analyseur en rendant sous l'incidence de 59° , voisine de l'incidence principale, la frange la plus noire possible, je fais les lectures suivantes :

A.	B.	C.
$78^\circ.15'$	$78^\circ.45'$	78°
78	78.30	78.30
78.40	78.30	78.15

Ce relevé de l'azimut de polarisation rétabli, avec le compensateur de Babinet, présente, on le sait ⁽¹⁾, une incertitude supérieure au degré. Il est inutile pour l'instant (*voir plus loin*, p. 65) de chercher une plus grande précision, l'identité des propriétés optiques des trois pellicules ressortant suffisamment de l'égalité des différences de phases sous toutes les incidences.

Cette identité, d'ailleurs, va être confirmée par la mesure des pouvoirs absorbants, qui démontre qu'elle n'est pas seulement superficielle, mais que, dans leur profondeur, les trois couches absorbantes restent semblables. C'est dans ce but que j'ai préparé pour cet essai trois pellicules. Je vais m'assurer que le pouvoir absorbant, mesuré par l'association de A et de B, est le même que celui déduit de l'association de A et de C.

Principe de la méthode photométrique. — Un faisceau lumineux rendu parallèle par un collimateur, polarisé par un nicol, tombe normalement sur un biquartz (les quartz font tourner d'environ 45° le plan de polarisation des rayons verts); après un nicol analyseur mobile sur un cercle divisé, une lentille projette l'image du biquartz sur la fente d'un spectroscopie muni, d'autre part, d'une fente oculaire.

On a ainsi, dans le spectre, deux parties superposées qui correspondent chacune à l'un des quartz; les intensités de ces deux parties ne seront égales que pour une position déterminée de l'analyseur, celle où sa section principale bissecte l'angle des plans suivant lesquels sont respectivement polarisées les deux moitiés du faisceau.

La pellicule est coupée suivant une ligne bien nette de manière à dénuder la glace à moitié ⁽²⁾. Elle est placée

⁽¹⁾ Voir MACÉ DE LÉPINAY, *Journal de Physique*, t. IV, p. 267; 1885.

⁽²⁾ Ceci a été fait déjà pour la mesure de l'épaisseur.

entre les deux nicols tout contre le biquartz; un support approprié permet de la rendre normale au faisceau et d'amener la ligne de coupure exactement à la hauteur de la ligne de jonction des quartz. De la sorte la moitié du faisceau qui traverse la couche absorbante traverse l'un des quartz seulement, soit par exemple le quartz inférieur.

Pour rétablir l'égale intensité des deux moitiés du faisceau, il faut tourner l'analyseur vers la position d'extinction du quartz non masqué par la pellicule absorbante.

Le mode d'emploi de ce photomètre est tout à fait analogue à celui d'un saccharimètre à pénombre et la position du nicol analyseur, qui rétablit l'égale intensité, est fixée, comme nous allons le voir, avec une précision comparable à celle de ces instruments.

Mais le grand avantage de ce dispositif, c'est de n'exiger qu'une seule source de lumière; de plus, la *mesure est indépendante des variations possibles de cette source*, condition absolument nécessaire, car avec des pellicules très absorbantes je ne pouvais employer que la lumière solaire.

Soit α l'angle dont chacun des quartz fait tourner le plan de polarisation pour la radiation envisagée; dans la position de l'analyseur où il rétablit l'égale intensité des deux moitiés du faisceau, il se trouve à une distance angulaire δ de la position d'extinction pour la moitié supérieure du faisceau.

On a par suite l'équation

$$(1) \quad (1 - R) k^{\epsilon_1} \sin^2(2\alpha - \delta) = (1 - \rho) \sin^2 \delta,$$

k pouvoir absorbant de la pellicule dont l'épaisseur est ϵ_1 ; R et ρ sont respectivement les pouvoirs réflecteurs de la pellicule et du verre; nous allons d'ailleurs éliminer ces deux coefficients, car nous répétons l'expérience avec une seconde pellicule d'épaisseur ϵ_2 , ce qui nous donne l'équation

$$(2) \quad (1 - R) k^{\epsilon_2} \sin^2(2\alpha - \delta') = (1 - \rho) \sin^2 \delta'.$$

Divisant membre à membre les équations (1) et (2), il vient

$$(3) \quad k^{z_1 - z_2} = \frac{\sin^2 \delta}{\sin^2 \delta'} \cdot \frac{\sin^2(2\alpha - \delta')}{\sin^2(2\alpha - \delta)}.$$

Le coefficient k mesure l'intensité du faisceau lumineux qui a traversé une épaisseur de couche absorbante égale à l'unité, l'intensité du faisceau incident étant prise pour unité. L'expression numérique de k dépend donc de l'unité de longueur.

Le développement des calculs relatifs à l'absorption conduit à introduire un coefficient γ relié à k par la relation

$$k = e^{-2 \frac{\pi}{\lambda} \gamma},$$

où e désigne la base des logarithmes népériens, λ la longueur d'onde; le coefficient γ ainsi introduit est défini par ce fait qu'une vibration, progressant dans le milieu absorbant d'une longueur $\frac{\lambda}{2\pi}$, a son amplitude réduite dans le rapport de 1 à $e^{-\gamma}$, son expression numérique est indépendante du choix des unités.

Ce coefficient γ a été appelé *coefficient d'extinction* par Beer et Eisenlohr qui ont développé la théorie de Cauchy et l'ont appliquée à calculer le coefficient d'extinction des métaux au moyen des paramètres de réflexion; d'autres auteurs, pour éviter une ambiguïté⁽¹⁾, appellent γ *indice d'extinction* ou *indice d'absorption*, rappelant ainsi la connexion étroite qui lie, dans le développement de la théorie, ce coefficient avec l'indice de réfraction.

En remplaçant k par sa valeur en fonction de γ dans

(1) Car on désignait aussi $-\log k$ par le nom de *coefficient d'extinction* (Bunsen).

l'équation (3), elle devient

$$e^{-\frac{4\pi}{\lambda} \gamma (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)} = \frac{\sin^2 \delta}{\sin^2 \delta'} \frac{\sin^2(2\alpha - \delta')}{\sin^2(2\alpha - \delta)},$$

d'où

$$\frac{4\pi}{\lambda} \gamma (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \log e = \log \left[\frac{\sin^2 \delta}{\sin^2 \delta'} \frac{\sin^2(2\alpha - \delta')}{\sin^2(2\alpha - \delta)} \right]$$

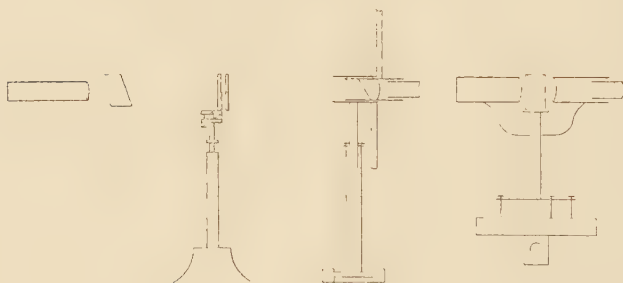
et

$$\gamma = \frac{\lambda}{4\pi(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)} \frac{1}{\log e} \log \left[\frac{\sin^2 \delta'}{\sin^2 \delta} \frac{\sin^2(2\alpha - \delta)}{\sin^2(2\alpha - \delta')} \right].$$

Détails de l'appareil photométrique. — Le biquartz est encadré dans un cadre de laiton, tenu par une tige qui s'engage dans une colonne creuse portée par un de ces supports à vis calantes pouvant recevoir un petit mouvement de rotation; on peut ainsi rendre le biquartz normal au faisceau incident, ce qui est réalisé en superposant le faisceau réfléchi au faisceau incident.

La glace à demi recouverte par la pellicule absorbante est fixée à la cire molle sur le bord de la tablette d'un de

Fig. 14.



ces supports, que j'ai décrits en détail dans le Chapitre sur la mesure des épaisseurs, et que j'ai employés dans toutes mes mesures; il se trouve là encore être d'un emploi très commode, car la vis micrométrique, désigné par *s* page 17, permet d'élever lentement la glace et d'amener ainsi la ligne de coupure de la pellicule à la hauteur de la ligne

de jonction des quartz; l'une des vis faisant basculer la tablette sert à rendre ces deux lignes bien parallèles, l'autre est utilisée pour rendre la glace normale au faisceau. Enfin, la vis de rappel ρ permet de déplacer la glace normalement au faisceau et de répéter la mesure sur une autre partie de la pellicule absorbante.

Le cercle divisé dans lequel tourne le nicol analyseur est porté à l'extrémité d'une tige verticale qui s'engage et peut tourner dans une colonne creuse fixée à une planchette qui glisse dans une coulisse en bois vissée à la table; on peut donc orienter le nicol suivant la direction du faisceau; cette partie de l'appareil provient d'un saccharimètre Laurent; l'alidade entraînant le nicol tourne, dans cet instrument, d'un mouvement très lent, grâce à un pignon qui court sur le bord denté du cercle; la petite lunette de Galilée du saccharimètre forme le système de lentilles qui projette l'image du biquartz et de la pellicule sur la fente du spectroscopie.

Le spectroscopie, comme je l'ai expliqué (*voir* page 49), est porté par une plate-forme tournante qui repose par des vis calantes sur le chariot d'une machine à diviser; disposition très commode pour orienter son collimateur suivant la direction du faisceau ⁽¹⁾. Il est muni d'une fente oculaire.

(¹) Comme on voit, on décompose spectralement à la fin de l'appareil au lieu de décomposer en avant, comme on le fait dans la mesure des différences de phases; quoique cette dernière disposition présente bien des avantages, j'ai dû, après essai, y renoncer pour la raison suivante: au faisceau de lumière monochromatique est toujours superposé un peu de lumière blanche, due à la diffusion par les lentilles et prismes du spectroscopie; elle ne fausserait en rien la mesure, mais elle donne à la partie du faisceau qui a traversé la pellicule une teinte tirant sur le rouge à cause de l'énorme transparence relative de la fuchsine pour cette couleur; cette différence de teintes entre les deux moitiés du faisceau rend très incertaine l'appréciation de leur égale intensité. On ne pourrait remédier à cela que par l'emploi de cuves absorbant le rouge, ce qui affaiblirait la lumière.

J'ajouterai que, dans cette installation, le collimateur et le nicol polariseur sont ceux qui servent aux mesures de différences de phase; le polariseur et l'analyseur sont assez éloignés pour que, sans toucher aux pièces qui servent à cette dernière mesure, on puisse mettre en place celles qui servent à la mesure photométrique. La même installation est donc successivement utilisée pour les deux sortes de mesures.

Exemple d'une mesure photométrique. — Je prendrai comme exemple la mesure des pouvoirs absorbants des pellicules précédemment désignées par A, B, C. Comme je l'ai expliqué, il s'agit de vérifier que ces pellicules, à surfaces douées de propriétés optiques identiques, restent identiques dans leur profondeur; l'expérience m'a paru plus concluante en prenant des pellicules très épaisses : aussi la mesure du pouvoir absorbant pour les rayons verts est-elle impossible, elle a été faite avec les radiations jaunes correspondant à la raie D.

*Mesure des indices d'absorption des pellicules A, B, C
pour le jaune (raie D).*

(7 septembre 1893, lumière oxhydrique.)

Le nicol analyseur étant en croix avec le polariseur, le 0 de son alidade se trouve sur la division 90° du cercle.

Les deux moitiés du biquartz ne sont pas rigoureusement d'égales épaisseurs : la moitié supérieure fait tourner le plan de polarisation, pour la raie D, de $39^\circ 45'$ (voir plus loin, p. 61); la moitié inférieure qui, dans la mesure, sera masquée par la pellicule absorbante, de $39^\circ 15'$.

La glace portant la pellicule C étant mise en place, on trouve, pour les positions du nicol analyseur, qui établissent l'égale intensité des deux moitiés du faisceau, successivement les nombres suivants :

	⁰ / ₁₄
	32.20
	32.14
	32.24
Moyenne....	32.18

On amène une autre région de la pellicule C à se projeter sur le spectroscopie, et l'on recommence la mesure :

	⁰ / ₁₄
	32.20
	32.24
	32.18
	32.26
Moyenne....	32.22

La moyenne des deux séries de mesures est

$$32^{\circ}20'$$

donc

$$\delta_C = 39^{\circ}45' - 32^{\circ}20' = 7^{\circ}25'.$$

Comme on le voit, les résultats successifs ne diffèrent pas entre eux de plus de 6' à 10', à condition pourtant de se conformer à l'observation de la p. 60.

De même, pour la pellicule A, on trouve, pour la moyenne des positions successives du nicol analyseur, 18°30', de sorte que $\delta_A = 21^{\circ}15'$.

L'indice d'absorption γ , mesuré par l'association de A et C, se calcule donc par la relation

$$e^{-\frac{4\pi\gamma}{\lambda}(\varepsilon_C - \varepsilon_A)} = \frac{\sin^2(7^{\circ}25')}{\sin^2(21^{\circ}15')} \frac{\sin^2(57^{\circ}45')}{\sin^2(71^{\circ}35')},$$

$$\varepsilon_C \text{ épaisseur de la pellicule C} = 1964\mu\mu$$

$$\varepsilon_A \text{ épaisseur de la pellicule A} = 744\mu\mu$$

$$\varepsilon_C - \varepsilon_A = 1220\mu\mu$$

$$\lambda = 589\mu\mu$$

donc

$$\gamma = \frac{589}{1220} \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\text{Log } e} \text{Log} \left(\frac{\sin^2 21^\circ 15'}{\sin^2 7^\circ 25'} \frac{\sin^2 71^\circ 35'}{\sin^2 57^\circ 45'} \right) = 0,088.$$

La mesure photométrique faite avec la pellicule B, [$\varepsilon_B = 1921^{\mu\mu}$, $\varepsilon_B - \varepsilon_A = 1921 - 744 = 1177^{\mu\mu}$] donne, pour la moyenne des positions successives du nicol analyseur, $31^\circ 40'$

$$\hat{\gamma}_B = 39^\circ 15' - 31^\circ 40' = 8^\circ 5'.$$

De sorte que $\hat{\gamma}$, mesuré par l'association de B et de A, est donné par la relation

$$\gamma = \frac{589}{1177} \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\text{Log } e} \text{Log} \left(\frac{\sin^2 21^\circ 15'}{\sin^2 8^\circ 5'} \frac{\sin^2 70^\circ 55'}{\sin^2 57^\circ 45'} \right) = 0,084.$$

nombre aussi concordant qu'on peut l'espérer avec celui, 0,088, obtenu par l'association de C et de A.

Observation. — Pour que la mesure photométrique comporte le degré de précision indiqué, il faut se placer dans des conditions toutes semblables à celles des saccharimètres à pénombre : au moment où l'égale intensité des deux moitiés du champ est réalisée, il faut que le champ soit très faiblement éclairé, l'œil étant beaucoup plus sensible aux variations faibles d'une lumière peu intense qu'aux variations plus fortes d'une lumière vive.

C'est pourquoi, dans la mesure qui vient d'être détaillée, je me suis servi de lumière oxhydrique et non de lumière solaire; de plus, pour la pellicule la plus mince A, on réduit l'intensité de la lumière en diminuant l'arrivée de l'oxygène.

La lumière solaire est employée pour les pellicules épaisses ou les radiations fortement absorbées; on est alors conduit à s'approcher très près de la position d'extinction du quartz non masqué. De la sorte, comme dans les saccharimètres à pénombre, si l'on déplace le nicol analyseur à partir de la position d'égale intensité,

l'une des moitiés du champ s'éteint tandis que l'autre s'illumine vivement.

C'est dans ces conditions que la position du nicol analyseur est fixée à moins de $10'$, tandis que l'incertitude peut atteindre le degré, pour peu que la lumière, devenant plus intense, on soit, dans la position d'égales intensités, à une distance angulaire assez grande de celle qui éteint l'une des moitiés du champ.

Mesure de la rotation du biquartz. — Il est essentiel de mesurer exactement la rotation de chacune des moitiés du biquartz.

Cette mesure est faite avec un dispositif de saccharimètre à pénombre, en utilisant un biquartz auxiliaire (de $\frac{1}{4}$ de millimètre faisant tourner de 6° environ les radiations moyennes du spectre); je l'appellerai, pour distinguer, le *petit biquartz*. Il sert tout d'abord à mettre l'analyseur en croix avec le polariseur : pour cela, on interpose entre eux, uniquement, le petit biquartz fixé sur la tablette du support à vis micrométrique; on tourne ⁽¹⁾ le nicol analyseur jusqu'à ce que l'égale intensité des deux moitiés du champ soit établie.

Laissant le petit biquartz en place, on interpose sur le trajet de la lumière d'abord la moitié supérieure du *grand biquartz*; l'angle dont il faut tourner le nicol analyseur pour rétablir l'égale intensité des deux moitiés du spectre aux environs de la raie D mesure, pour cette radiation, la rotation α de la moitié supérieure du biquartz.

Soulevant le grand biquartz, on répète pour sa moitié inférieure la même mesure.

(¹) Le 0 de l'alidade restant sur la division 90° du cercle, car on fait tourner le nicol avec la vis de rappel dont est muni l'analyseur Laurent, et qui permet de tourner lentement le nicol sans entraîner l'alidade.

CHAPITRE IV.

COMPARAISON DES VALEURS THÉORIQUES DE L'INDICE D'EXTINCTION AVEC LE RÉSULTAT DES MESURES DIRECTES.

Première série de mesures.(Valeur de l'indice : $\frac{4}{3}$ environ.)

Comme premier exemple de cette comparaison, je citerai les mesures faites en juin-juillet 1894, sur deux pellicules préparées par évaporation rapide, à froid, et que je désignerai par A' et B'.

Épaisseur. — Les épaisseurs de ces deux pellicules ont été trouvées égales à 245^{μ} (A') et 452^{μ} (B') (28 juin et 4 juillet, lumière solaire).

Chaque mesure comporte une erreur possible de 6^{μ} (voir p. 31).

Différences de phases par réflexion. — La mesure a été faite pour les radiations de la raie E (l'appareil et les détails de la mesure ont été décrits dans le Chapitre III).

Les pellicules sont nettement métalliques ; on s'en convaincra par ce fait que la frange du compensateur de Babinet peut être repérée sous toutes les incidences, tout en laissant la lumière incidente polarisée à 45° du plan d'incidence ; l'obscurcissement général du champ, qui se produit au voisinage de l'incidence principale, n'est pas assez marqué, ici, pour diminuer la précision du repérage.

Les résultats de la mesure sont contenus dans le Tableau ci-après : dans la première colonne, les différences de marche sont exprimées en tours de vis du compensateur ; dans la seconde, en fraction de $\frac{\lambda}{2}$.

Différences de phases par réflexion des pellicules A' et B'.

(27 juillet 1894, Soleil.)

Incidences.	A'		B'	
	$\frac{\delta}{\lambda}$	$\frac{\delta}{\lambda}$	$\frac{\delta}{\lambda}$	$\frac{\delta}{\lambda}$
20.....	0,64	0,046	0,64	0,046
30.....	1,06	0,078	1,20	0,088
40.....	1,68	0,123	1,80	0,130
50.....	3,68	0,269	3,78	0,276
53.....	4,76	0,364	4,80	0,351
55.....	5,54	0,405	5,54	0,405
57.....	6,12	0,447	6,20	0,453
60.....	7,28	0,532	7,34	0,537
63.....	8,36	0,611	8,24	0,602
70.....	10,30	0,753	10,30	0,753
75.....	11,50	0,841	11,40	0,833
90.....	13,68	1	13,68	1

Comme on le voit, la différence de phase a rigoureusement la même valeur sous toutes les incidences pour les deux pellicules (ces résultats sont groupés graphiquement sur la courbe ci-contre) ⁽¹⁾ (*fig.* 15). L'incidence principale I a, pour les deux, la même valeur 58° 50', obtenue par interpolation entre les différences de marches relatives aux incidences 57° et 60°.

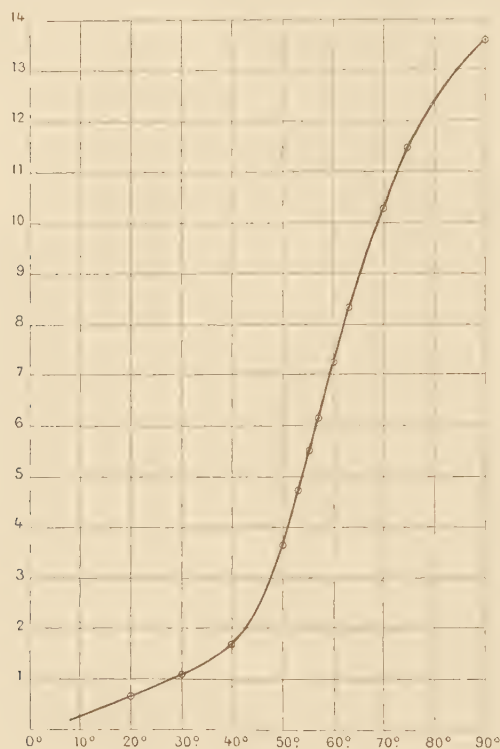
Ce résultat d'interpolation a d'ailleurs été vérifié par une expérience directe en cherchant l'incidence pour laquelle la réflexion compense une différence de marche de $\frac{\lambda}{4}$ introduite par le compensateur.

Pour apprécier le degré de précision avec lequel l'inci-

(1) Le rapprochement de cette courbe avec celle de la p. 52 et celle de la p. 76, fait ressortir une continuité analogue à celle des courbes d'Andrews : l'inflexion des corps vitreux disparaît progressivement, à mesure que l'absorption augmente, et l'on a finalement une courbe semblable à celle des métaux.

dence principale est ainsi déterminée, je remarque qu'un déplacement de la frange ne devient appréciable que

Fig. 15.



lorsqu'il correspond à une progression de la vis de 7 divisions du tambour, ce qui correspond à $\frac{\lambda}{200}$ environ ; or, au voisinage de l'incidence principale, quoique la variation de la différence de phases avec l'incidence soit alors la plus rapide, elle ne correspond pourtant qu'à 21 divisions par degré, soit 7 divisions par 20'. L'incidence principale ne peut donc être déterminée, quoique nous soyons ici dans les conditions les plus favorables, qu'à 20' près.

On voit que, vis-à-vis de cette incertitude, les erreurs de réglage des miroirs ou de lecture au cercle sont absolument négligeables.

Détermination de l'azimut de polarisation rétablie sous l'incidence principale. — Pour cette détermination, le compensateur de Babinet ne donne (1) que des résultats très incertains. Aussi, ayant deux miroirs identiques, me suis-je servi de la méthode Brewster-Jamin, qui consiste à rétablir la polarisation rectiligne par deux réflexions successives sous l'angle d'incidence principale.

Soient α l'angle du plan de polarisation du rayon incident avec le plan d'incidence, β l'angle du plan de polarisation du rayon réfléchi deux fois, qui a repris sa polarisation rectiligne, et supposons qu'à chaque réflexion l'amplitude de la composante, polarisée parallèlement au plan d'incidence, soit réduite dans le rapport de M à 1, et celle de la composante polarisée perpendiculairement à ce plan dans le rapport de N à 1. Après la première réflexion, les amplitudes des deux composantes du rayon réfléchi seront $M \cos \alpha$ et $N \sin \alpha$, et après deux réflexions $M^2 \cos \alpha$ et $N^2 \sin \alpha$.

On aura donc

$$\frac{N}{M} = \sqrt[2]{\frac{\tan \beta}{\tan \alpha}}$$

et si $\alpha = 45^\circ$

$$\frac{N}{M} = \sqrt{\tan \beta}.$$

On est donc conduit à déterminer la position du plan de polarisation du rayon deux fois réfléchi sous l'incidence principale.

L'appareil est celui décrit dans le Chapitre III qui sert à la fois à la mesure des différences de phases et à la mesure photométrique.

(1) Voir MACÉ DE LÉPINAY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV.

Il faut ici régler soigneusement le nicol polariseur de manière que la lumière incidente soit exactement polarisée à 45° du plan d'incidence (c'est-à-dire du plan horizontal, puisque l'axe du cercle divisé est vertical et que le collimateur est horizontal); pour cela, je procède ainsi :

La petite lunette, munie d'un analyseur biréfringent, étant placée en face du collimateur et du nicol polariseur, on vise avec elle un fil à plomb très fin constitué par un fil de cocon tendu par une petite masse de cire; on tourne l'analyseur jusqu'à ce que les deux images du fil vues dans la lunette se recouvrent exactement; la section principale de l'analyseur est alors verticale et cette position est ainsi obtenue à $1'$ près. Tournons l'analyseur de 45° , nous avons maintenant à mettre le polariseur en croix avec l'analyseur; au lieu de tourner le polariseur jusqu'à ce que l'une des images soit éteinte, j'emploie, pour rendre ce réglage plus sûr, un dispositif de saccharimètre à pénombre : j'interpose entre le polariseur et la lunette à biréfringent le petit biquartz d'un quart de millimètre qui m'a déjà servi (*voir* p. 61), l'appareil étant éclairé avec la vive lumière monochromatique verte que le spectroscope, décomposant les rayons solaires, projette sur le collimateur; on tourne le polariseur jusqu'à ce que dans chacune des images les deux moitiés du champ correspondant aux deux morceaux du biquartz soient d'égales intensités.

C'est encore ce dispositif de polarimètre à pénombre que j'emploie pour déterminer le plan de polarisation du rayon deux fois réfléchi.

Les glaces portant les deux pellicules sont fixées à la cire molle sur une petite plate-forme portée par l'alidade du cercle divisé; on les règle en les rendant successivement normales au cathétomètre muni d'un oculaire nadiral visant au collimateur (*voir* p. 49); elles sont alors bien parallèles et normales au faisceau incident; en tour-

nant l'alidade sur le cercle divisé de $58^{\circ}50'$, elles réfléchissent la lumière monochromatique verte (raie E) venant du collimateur sous l'incidence principale.

Le rayon deux fois réfléchi, avant d'être reçu dans l'analyseur ⁽¹⁾, traverse le biquartz ; la position du plan de polarisation est ainsi fixée avec une extrême précision, on en jugera par les résultats de mesure suivants, successivement obtenus pour l'angle du plan de polarisation du rayon deux fois réfléchi avec le plan vertical :

(Mesure du 28 juillet, lumière solaire.)

	92.22
	92.26
	92.26
	92.24
	92.22
	92.24
Moyenne.....	92.24

On voit que cet angle est déterminé à $4'$ près.

L'angle β du plan de polarisation du rayon deux fois réfléchi avec le plan d'incidence horizontal est donc

$$\beta = 2^{\circ}24'$$

et l'azimut de polarisation rétablie B, tel que

$$\text{tang B} = \frac{N}{M},$$

(1) Le système analyseur est constitué par le nicol du saccharimètre Laurent, suivi de sa lunette de Galilée, qui m'a déjà servi aux mesures photométriques (*voir* p. 57). Je l'ai préféré à la petite lunette biréfringente, d'abord parce que le mouvement du nicol est lent, ensuite parce que, comme je l'ai expliqué, cet analyseur peut être déplacé latéralement, dans une coulisse, ce qui permet de l'écarter quand on met les miroirs en place, puis après, de l'amener dans la position où il recevra le rayon deux fois réfléchi. J'ai vérifié que ce glissement ne déplace pas, d'une manière appréciable, le plan de section principale du nicol.

est donné par la relation

$$\text{tang } B = \frac{N}{M} = \sqrt{\text{tang } \beta} = \sqrt{\text{tang}(2^\circ 24')} :$$

on trouve ainsi $B = 11^\circ 34'$.

Une erreur de mesure de $4'$ sur l'angle β entraînerait une erreur sensiblement double, soit $8'$ sur la valeur de B .

Si l'on ajoute une erreur possible de $4'$, commise en réglant le polariseur et une erreur égale sur le réglage de l'analyseur, on voit que B est connu avec une erreur maximum de $16'$.

Les paramètres de réflexion sont donc

$$\text{incidence principale } I = 58^\circ 50',$$

avec une erreur maximum de $20'$,

$$\text{azimut de pol. rétablie } B = 11^\circ 34',$$

avec une erreur maximum de $16'$.

Calcul des indices théoriques. — Les formules, déduites de la théorie de Cauchy ⁽¹⁾, pour le calcul des indices de réfraction n et d'extinction γ en se servant, comme données, de l'incidence principale I et de l'azimut de polarisation rétablie B , sont

$$\gamma' = \sin I \text{ tang } I \sin 2B.$$

L'angle de réfraction R , correspondant à l'angle d'incidence I , tel que $n' = \frac{\sin I}{\sin R}$, est donné par

$$\cot R = \text{tang } I \cos 2B.$$

n' et γ' étant respectivement les indices de réfraction

⁽¹⁾ Voir : BEER, *Pogg. Ann.*, t. XCII, p. 402 ; LUNDQUIST, *Pogg. Ann.*, t. CLII, p. 398 ; WULLNER, *Lehrbuch der experimental Physik*, t. II, p. 551 de la 4^e édition.

et d'extinction, relatifs à l'incidence I, qui sont reliés aux indices de réfraction n et d'extinction γ , sous l'incidence normale, par les relations

$$\begin{aligned} n\gamma &= n'\gamma' \cos R, \\ n'^2 - \gamma'^2 &= n^2 - \gamma^2. \end{aligned}$$

On trouve au moyen de ces équations avec

$$\begin{aligned} I &= 58^\circ 50' & \text{et} & & B &= 11^\circ 34', \\ n &= 1,518, \\ \gamma &= 0,476, \end{aligned}$$

pour les radiations de la raie E ⁽¹⁾.

Mesure directe de l'indice d'absorption. — La mesure du pouvoir absorbant des pellicules A' et B', pour les radiations correspondant à la raie E, a été faite par la méthode photométrique décrite dans le Chapitre III; elle a donné les résultats suivants (8 juillet 1894, lumière solaire) :

Le biquartz employé fait tourner le plan de polarisation des radiations E de $50^\circ 12'$.

La glace portant la pellicule B' étant mise en place, de manière que la couche absorbante recouvre le quartz inférieur, il faut, pour établir l'égale intensité des deux moitiés du champ, amener le nicol analyseur sur la division $48^\circ 16'$ (moyenne de 6 relevés faits en tournant l'analyseur alternativement en sens inverse et en répétant la mesure en trois régions de la pellicule), par suite à une distance angulaire de $1^\circ 56'$ de l'extinction du quartz non masqué ⁽²⁾.

(1) Ce calcul indique une variation assez marquée des indices avec l'incidence, car on trouve $n' = 1,557$ et $\gamma' = 0,555$.

(2) Ce biquartz est fort bien taillé, mais après construction il s'est trouvé un peu trop épais (je l'aurais voulu tel qu'il fasse tourner de 45° et non de 50° le plan de polarisation des rayons verts); il en résulte ce petit inconvénient que dans la position d'égale intensité, comme

Avec la pellicule A' il faut amener le nicol analyseur sur $43^{\circ}20'$, soit à $6^{\circ}52'$ de l'extinction du quartz non masqué.

Pour le calcul de l'indice d'absorption γ , nous avons l'équation suivante en nous rappelant que l'épaisseur de $B' = 452^{\mu}$, celle de $A' = 245^{\mu}$,

$$e^{-4\pi\frac{\gamma}{\lambda}(452-245)} = \frac{\sin^2(1^{\circ}56') \sin^2(93^{\circ}32')}{\sin^2(6^{\circ}52') \sin^2(98^{\circ}28')},$$

d'où

$$\gamma = \frac{1}{4\pi} \frac{\lambda}{452 - 245} \frac{1}{\log e} \log \left[\frac{\sin^2(6^{\circ}52') \sin^2(98^{\circ}28')}{\sin^2(1^{\circ}56') \sin^2(93^{\circ}32')} \right],$$

$$\gamma = \frac{1}{4\pi} \frac{527}{207} \frac{1}{\log e} \times 1,91 = 0,509.$$

Rapprochons ce résultat 0,509 du nombre théorique 0,476, nous allons voir que l'écart est beaucoup moindre que l'erreur possible de détermination.

Erreur possible de cette mesure. — Ce résultat de la mesure directe est affecté de l'erreur de la mesure d'épaisseur et, d'autre part, de l'erreur de la mesure photométrique.

L'épaisseur de chacune des pellicules ne peut être mesurée qu'à 6^{μ} près; un écart de 6^{μ} entraînerait une variation assez grande de l'indice d'extinction; l'équation écrite plus haut, qui donne γ , est en effet de la forme

$$\gamma = \frac{\lambda}{\Delta}$$

(où Δ désigne la différence d'épaisseurs des deux pellicules, dans la mesure dont il s'agit $\Delta = 207^{\mu}$). Diffé-

on se trouve à plus de 90° de l'extinction du quartz masqué, en tournant le nicol analyseur, les intensités des deux moitiés du champ varient dans le même sens, cela rend la mesure un peu plus incommode, mais cela ne paraît pas en diminuer la précision.

rentions

$$d\gamma = -\frac{\Lambda}{\Delta^2} d\Delta = -\frac{\Lambda}{\Delta} \frac{d\Delta}{\Delta} = -\gamma \frac{d\Delta}{\Delta}$$

et

$$\frac{d\gamma}{\gamma} = -\frac{d\Delta}{\Delta}.$$

L'erreur absolue $d\Delta$ sur la différence d'épaisseurs Δ peut atteindre 12^{μ} , ce qui entraîne pour γ une erreur relative $\frac{d\gamma}{\gamma} = \frac{12}{207} = \frac{6}{100}$ environ.

Ainsi, l'erreur des mesures d'épaisseur, à elle seule, entraîne une variation de γ égale aux 6 centièmes de sa valeur.

Et cette erreur, comme je l'indiquais au début du Chapitre III, est incomparablement plus grande dans les essais faits sur les métaux; nous avons, en effet,

$$\frac{d\gamma}{\gamma} = -\frac{d\Delta}{\Delta},$$

c'est-à-dire que pour une même erreur absolue $d\Delta$ sur Δ , l'erreur relative sur γ varie en raison inverse de la différence d'épaisseurs Δ ; comme dans les mesures faites avec des métaux, Δ est toujours beaucoup plus petit que 207^{μ} , l'erreur relative sur γ est notablement plus grande encore qu'ici ⁽¹⁾.

Mais le résultat obtenu pour γ est encore affecté de l'erreur provenant de la mesure photométrique : l'incertitude sur la position du nicol analyseur qui établit l'égal éclaircissement peut atteindre 10'; si nous supposons, sur le

(1) M. RATHENAU (*loc. cit.*) mesure directement la différence d'épaisseurs de ses miroirs et non l'épaisseur de chacun d'eux : l'erreur absolue sur Δ est donc moitié moindre, mais, comme dans toutes ses mesures, Δ est beaucoup plus petit que $\frac{207}{2}$ et même $\frac{207}{3}$, l'erreur relative sur γ reste toujours supérieure à ce qu'elle est ici. D'autre part, il y a un grand inconvénient à ne pas connaître l'épaisseur de chacune des couches absorbantes, surtout quand elles sont déposées sur platine.

résultat de chacune des deux mesures, un changement de γ' , dans un sens tel que tous deux font varier γ de la même manière, le font augmenter, par exemple; nous obtiendrons pour γ une nouvelle valeur γ' donnée par

$$\gamma' = \frac{1}{4\pi} \frac{\lambda}{\Delta} \frac{1}{\log e} \log \left[\frac{\sin^2(7^\circ 2')}{\sin^2(1^\circ 46')} \frac{\sin^2(98^\circ 38')}{\sin^2(93^\circ 22')} \right]$$

$$= \frac{1}{4\pi} \frac{\lambda}{\Delta} \frac{1}{\log e} 1,190$$

et

$$\frac{\gamma'}{\gamma} = \frac{1,190}{1,091} = 1,09.$$

L'erreur relative, résultant de la mesure photométrique est donc de $\frac{9}{100}$.

L'erreur relative totale possible est donc de

$$\frac{6+9}{100} = \frac{15}{100}.$$

On voit donc qu'on ne peut espérer connaître l'indice d'absorption d'une lamelle, présentant la réflexion métallique, par la mesure directe, qu'avec une incertitude atteignant presque le $\frac{1}{6}$ de sa valeur. C'est un des coefficients physiques les plus difficilement mesurables.

Avec des métaux qui présentent une absorption bien plus marquée, l'incertitude serait plus grande encore.

Dans le petit nombre d'essais qu'on a faits pour mesurer l'indice d'extinction des métaux, ceux qui portent sur l'argent *déposé chimiquement* paraissent seuls comporter une précision comparable à celle que j'atteins avec des couches métalliques moins absorbantes; aussi me semble-t-il intéressant de noter ce fait: tandis que M. Wernicke trouve, pour l'indice d'absorption des radiations rouges dans ce métal, 3,57, M. Rathenau trouve 2,86, deux résultats qui sont en réalité concordants puisqu'ils ne diffèrent que de $\frac{1}{3}$ environ; or, le plus grand 3,57 est égal au nombre théorique déduit des paramètres de réflexion.

Pour grande que soit encore l'incertitude affectant les mesures directes de l'absorption par les métaux, ces mesures ne paraîtront pourtant pas inutiles, si l'on remarque qu'il y a peu d'années encore, en l'absence de toute mesure directe, on n'avait aucune idée sur l'ordre de grandeur des indices d'extinction des métaux; réduit à des estimations plus ou moins contestables, on était conduit ⁽¹⁾ à attribuer à l'argent l'indice d'extinction 40, c'est-à-dire un nombre plus de 10 fois trop fort.

Remarque. — J'ai comparé les indices d'extinction, mesurés directement, à leurs valeurs théoriques déduites de la théorie de Cauchy.

Quoique les autres théories de la réflexion métallique, théorie de Ketteler ⁽²⁾, de Voigt ⁽³⁾, aient pour point de départ des hypothèses différentes, les résultats auxquels elles aboutissent en les développant sont concordants ⁽⁴⁾ avec ceux de la théorie de Cauchy.

Toutes ces théories indiquent que les propriétés optiques d'un métal, vis-à-vis d'une radiation monochromatique, sont complètement déterminées par les deux données : incidence principale et azimut de polarisation rétablie.

Les valeurs que ces diverses théories déduisent de ces deux données pour les indices de réfraction et d'absorption sont identiques ou tout au moins (voir VOIGT, *Wied. Ann.*, t. XXIII, p. 104) présentent des différences tellement petites qu'il ne saurait être question de décider entre ces théories par la mesure directe.

⁽¹⁾ Voir J.-W. STRUTT (Lord Rayleigh), *Phil. Mag.*, t. XLIII, p. 32; 1872.

⁽²⁾ KETTELER, *Wied. Ann.*, t. I, 1877, et t. III; 1878.

⁽³⁾ VOIGT, *Wied. Ann.*, t. XXIII, p. 104; 1884.

⁽⁴⁾ Il en est de même de la théorie de la dispersion d'Helmholtz dans les questions qui lui sont communes avec les théories de la réflexion, comme, par exemple, la dépendance des indices de réfraction et d'extinction par rapport à l'incidence.

La conclusion à laquelle j'arrive dans la première série de mesures est confirmée par les autres mesures de comparaison que j'ai faites.

Deuxième série de mesures.

(Valeur de l'indice : 1 environ.)

Dans cette deuxième série de mesures (juillet-août 1894), j'ai cherché à opérer sur des couches présentant une absorption aussi grande que possible ; aussi, pour les obtenir, ai-je dû recourir à l'évaporation à chaud ; ces couches ont une très belle métallicité, leur indice d'extinction ne doit pas être très éloigné de celui de la fuchsine solide et il m'a paru intéressant de vérifier que, comme M. Potier l'a prévu, cet indice est environ 1 pour les radiations vertes, c'est-à-dire est du même ordre de grandeur que celui des métaux.

Si l'on se reporte à la discussion qui suit la mesure de γ dans la série précédente, on se rendra compte qu'avec la valeur actuelle de l'absorption, il ne saurait être question, ici, de vérifier l'identité des deux nombres théorique et direct, mais simplement de constater qu'ils sont bien du même ordre de grandeur, fait que les essais tentés sur les métaux rendaient incertain.

Les deux pellicules A'' et B'' , qui font l'objet de cette série de mesures, ont pour épaisseurs $A'' = 109^{\mu\mu}$, $B'' = 182^{\mu\mu}$ (1^{er} août 1894, soleil).

Le Tableau suivant donne les différences de phases entre les composantes principales, pour les radiations de la raie E, du rayon réfléchi sous les incidences successives ; il établit la parfaite identité optique des deux plages étudiées sur les deux pellicules (28 juillet 1894).

Incidence.	A''.		B''.	
		$\frac{\delta}{\lambda} \cdot \frac{1}{2}$		$\frac{\delta}{\lambda} \cdot \frac{1}{2}$
0				
20	0,44	0,032	0,40	0,029
30	0,90	0,066	0,94	0,069
40	1,62	0,118	1,70	0,124
50	2,90	0,212	2,82	0,206
60	4,90	0,358	4,90	0,358
67.40'	6,84	0,500	6,84	0,500
70	7,40	0,541	7,32	0,535
80	10,30	0,753	10,32	0,754
90	13,68	1	13,68	1

Les résultats sont groupés graphiquement sur la courbe ci-contre (*fig. 16*); elle est ici semblable à celle qu'on obtient avec les métaux, l'inflexion des corps vitreux ou faiblement absorbants a complètement disparu.

L'incidence principale, déterminée directement, est de 67° 40'.

L'azimut principal, déterminé par la méthode Brewster-Jamin, est de 13° 43'.

L'indice d'extinction calculé au moyen de ces paramètres est 0,957 (1).

La mesure photométrique a été faite, les 1^{er} et 2 août 1894, avec la lumière solaire (raie E).

Avec la pellicule B'', il faut amener le nicol analyseur sur 49° 32' soit à 40' de l'extinction du quartz non masqué; avec la pellicule A'' sur 48° 30', soit à 1° 42' de l'extinction.

L'indice d'extinction est donné alors par l'équation

$$e^{-4\pi \frac{\gamma}{\lambda} (182-109)} = \frac{\sin^2(1^\circ 42')}{\sin^2(40')} \frac{(\sin^2 99^\circ 44')}{\sin^2(98^\circ 42')},$$

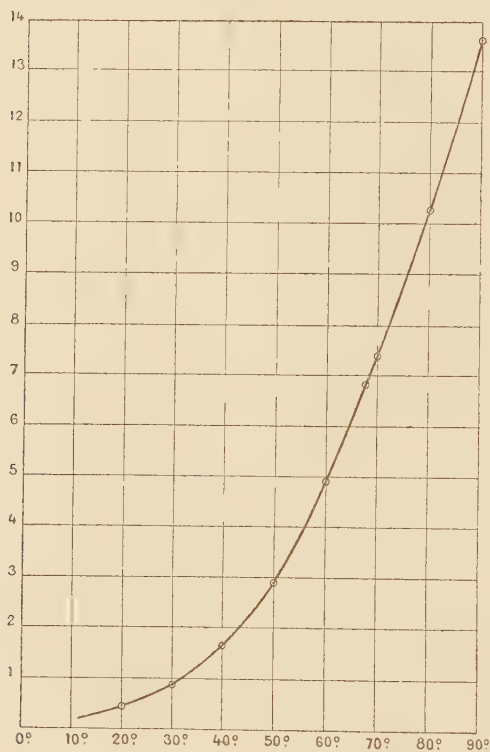
(1) Il est de 1,037 sous l'incidence principale.

d'où

$$\gamma = 1,07,$$

valeur concordante avec le nombre théorique.

Fig. 16.



Troisième série de mesures.

(Valeur de l'indice : intermédiaire entre $\frac{1}{4}$ et $\frac{1}{3}$).

La mesure directe de l'indice d'extinction atteindra sa plus grande précision dans le cas de couches moins absor-

bantes, pouvant être employées sous des épaisseurs relativement grandes, et surtout présentant des différences d'épaisseurs plus notables que dans les séries précédentes; la mesure photométrique, elle aussi, est, dans ces conditions, plus précise.

On pourrait seulement se demander si l'on est encore en droit de faire application des formules de réflexion métallique; mais si l'on remarque que, dans l'exemple que je vais citer, l'azimut principal est encore de $5^{\circ} 30'$, tandis que sur les corps vitreux il a des valeurs incomparablement plus faibles, on est en droit de penser que l'ellipticité par réflexion est due surtout à l'absorption et que les particularités des corps vitreux ne doivent modifier l'ellipticité due à l'absorption que d'une façon inappréciable.

Les deux pellicules servant à cette mesure ne sont pas métalliques, elles sont préparées par évaporation lente; l'une A''' a pour épaisseur 408^{μ} , l'autre B''' 842^{μ} (28 juin et 4 juillet 1894, soleil).

Dans l'étude de la réflexion, la frange du compensateur de Babinet est encore visible au voisinage de l'incidence principale, quand la lumière incidente est polarisée à 45° du plan d'incidence; mais, pour rendre le pointé plus précis, j'ai polarisé à 80° environ, ce qui ne change pas la valeur des différences de phases, qui est indépendante de l'amplitude des composantes principales de la vibration réfléchie.

Les différences de phases ont, sous les incidences successives, la même valeur pour les deux pellicules; la courbe groupant les résultats a une forme toute semblable à celle de la page 52; l'incidence principale est de 58° (22 juillet 1894).

Pour la détermination de l'azimut de polarisation rétablie, j'ai renoncé dans ce cas à la méthode Brewster-Jamin qui donnerait des résultats peu précis à cause de

l'extrême petitesse de l'angle fait par le plan de polarisation du rayon deux fois réfléchi avec le plan d'incidence. Je me suis servi ici du compensateur de Babinet, mais en utilisant un procédé indiqué par M. Macé de Lépinay qui rend la détermination beaucoup plus sûre : la lumière incidente étant exactement polarisée à 45° et réfléchiée par l'un des miroirs sous l'angle d'incidence principale 58° , on applique contre le compensateur placé cette fois entre le miroir et la lunette, le petit biquartz mince (qui m'a servi dans divers réglages) et l'on tourne l'analyseur jusqu'à ce que les deux parties de la frange correspondant à chaque moitié du biquartz soient également noires. Les nombres successivement obtenus ainsi ne diffèrent pas de plus de 6 minutes et sont identiques pour les deux pellicules. La moyenne de 12 relevés faits (six pour chaque pellicule) est $5^\circ 30'$.

L'indice d'extinction théorique, calculé au moyen des valeurs 58° pour l'incidence principale et $5^\circ 30'$ pour l'azimut principal, est 0,219.

Pour achever la détermination directe de l'indice d'extinction, j'ai procédé à la mesure photométrique (5 et 6 août 1894) avec la lumière oxhydrique; ici, surtout avec la pellicule la plus mince A''' , il faut même atténuer la lumière (voir p. 60). Pour égaliser les deux moitiés du champ, il faut, avec A''' , amener le nicol analyseur sur $32^\circ 12'$, soit à 18° de l'extinction du quartz non masqué; avec B''' , le nicol doit être amené sur $44^\circ 36'$, à $5^\circ 36'$ de l'extinction. L'indice d'extinction γ est alors donné par l'équation

$$e^{\frac{2\pi}{\lambda} \gamma} \frac{\sin^2 58^\circ}{\sin^2 5^\circ 30'} = \frac{\sin^2 18^\circ}{\sin^2 5^\circ 36'} \frac{\sin^2 (94^\circ 48')}{\sin^2 (88^\circ 12')},$$

ce qui donne, pour valeur directe de l'indice d'extinction, 0,224.

La concordance est, on le voit, aussi complète qu'on peut l'espérer.

Vu et approuvé :

Paris, le 21 mai 1896.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
G. DARBOUX.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 21 mai 1896.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
GRÉARD.

SECONDE THÈSE.

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Mesure des tensions maxima appliquée à la détermination des masses moléculaires.

Vu et approuvé :

Paris, le 21 mai 1896.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
G. DARBOUX.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 21 mai 1896.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
GRÉARD.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET FILS,
23679 Quai des Grands-Augustins, 55.
